



This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

- + *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
- + *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
- + *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
- + *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at <http://books.google.com/>



Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

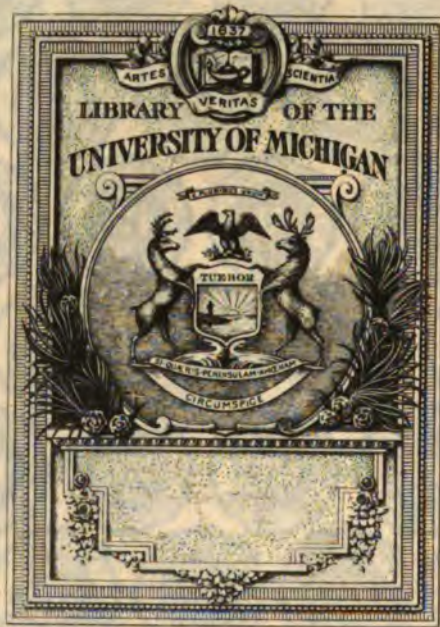
Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

- + *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.
- + *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.
- + *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.
- + *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter <http://books.google.com> durchsuchen.





Digitized by Google



SCIENCE

LIBRARY

QE

434

A P 13

1921

MIKROSKOPISCHE PHYSIOGRAPHIE

DER
MINERALIEN UND GESTEINE

EIN HILFSBUCH BEI
MIKROSKOPISCHEN GESTEINSSTUDIEN

BEGRÜNDET VON

¹⁸³⁶⁻¹⁹¹⁴
H. ROSENBUSCH 1836-1914.
(† 1914)

BAND I

DIE PETROGRAPHISCH WICHTIGEN MINERALIEN
UND DIE METHODEN IHRER UNTERSUCHUNG

FÜNFTE, NEU BEARBEITETE AUFLAGE

VON

E. A. WÜLFING

STUTT GART
E. SCHWEIZERBART'SCHE VERLAGSBUCHHANDLUNG (ERWIN NÄGELE)
1921

MIKROSKOPISCHE PHYSIOGRAPHIE

DER PETROGRAPHISCH WICHTIGEN MINERALIEN

BEGRÜNDET VON

H. ROSENBUSCH
(† 1914)

BAND I. ERSTE HÄLFTE UNTERSUCHUNGSMETHODEN

FÜNFTE, VÖLLIG UMGESTALTETE AUFLAGE

VON

Dr. E. A. WÜLFING
GEH. HOFRAT, o. PROFESSOR DER MINERALOGIE UND
PETROGRAPHIE AN DER UNIVERSITÄT HEIDELBERG

1. LIEFERUNG

MIT 192 FIGUREN IM TEXT UND EINER FARBIGEN TAFEL .

STUTTGART
E. SCHWEIZERBART'SCHE VERLAGSBUCHHANDLUNG (ERWIN NÄGELE)
1921

**Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung, vorbehalten.
Copyright 1921 by E. Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung
(Erwin Nägele) Stuttgart.**

Druck der Hoffmannschen Buchdruckerei Felix Kraus, Stuttgart.

HARRASSOWITZ

8405

Mineralogy - Science Fiction

2-11-23

Aus dem Vorwort zur ersten Auflage.

Als in den letzten Dezennien das Mikroskop, dem die übrigen beschreibenden Naturwissenschaften wesentlich ihre glückliche Entwicklung verdanken, immer mehr auch bei dem Studium der Mineralien und Gesteine verwendet wurde, waren es besonders die dunkleren Gebiete der Petrographie, die mineralische Zusammensetzung der kryptomeren Gesteine deren Erforschung man mikroskopisch anstrebte. Zuerst erprobt an den Untersuchungen über Kristallstruktur und Kristallgenese, erwartete man von diesem Instrumente auch sofort eine Aufklärung über die verwickelten Verhältnisse und über die Natur der Mineralmenge. Selbst seit längeren Jahren mit dahin einschlagenden Arbeiten beschäftigt, hatte ich oft Gelegenheit zu fühlen, wie unsicher und schwankend hier der Boden sei, auf dem man arbeitete und baute, und mit immer wachsender Unwiderstehlichkeit drängte sich mir die Ueberzeugung auf, daß ein wahrhaft nutzbringendes mikroskopisches Studium der Gesteine erst dann möglich sei, wenn man eine mikroskopische Diagnose derjenigen Mineralien geschaffen habe, welche gesteinsbildend auftreten. Wenn ich nun die Resultate fremder und anhaltender eigener Arbeiten nach dieser Richtung der Öffentlichkeit übergebe, so hoffe ich damit einen nicht ganz unwillkommenen Beitrag zur Förderung mikroskopischer Gesteinsstudien zu liefern.

Ich hatte bei Abfassung dieser Arbeit besonders den Zweck im Auge, den studierenden jüngeren Mineralogen einen Leitfaden in die Hand zu geben, mit dessen Hilfe sie sich rascher auf dem Gebiete der mineralogischen Mikroskopie heimisch machen könnten. Der allgemeine Teil des Buches soll sie mit den Methoden mikroskopischer Forschungen bekannt machen, der spezielle ihnen ein möglichst klares und genaues Bild der für die Petrographie der kristallinen Gesteine wichtigen Spezies geben.

Wenn ich im allgemeinen Teile bei der Besprechung der optischen Verhältnisse etwas mehr ins einzelne gegangen bin und manches geglaubt habe erwähnen zu müssen, was in jedem Lehrbuche der Optik zu finden ist, so bewog mich dazu die hervorragende Bedeutung gerade der optischen Eigenschaften für die Erkennung der Mineralien unter dem Mikroskope und die oft gemachte Erfahrung, wie sehr dieselben von den Studierenden zu ihrem eigenen größten Schaden vernachlässigt werden. Allenthalben, wo es nötig schien, habe ich die besprochenen Verhältnisse durch schematische Zeichnungen zu erläutern gesucht; die-

selben sollen nur die Anschauung erleichtern und machen auf strenge Winkelgenauigkeit keinen Anspruch. — Die ganze Anlage und der Zweck des Buches, welches ja kein Lehrbuch der Mineraloptik sein soll, dürften es wohl hinreichend erklären, daß nicht eine strengere Form für die Besprechung dieser Verhältnisse gewählt wurde. Ähnliche pädagogische Erwägungen leiteten mich auch, wenn ich z. B. die Erläuterung der optischen Erscheinungen in dünnen, doppelbrechenden Minerallamellen im polarisierten Lichte der Erklärung der gleichen Phänomene in dickeren Kristallplatten vorausgehen ließ, obwohl ja die im ersten Fall auftretenden Farben nur der zentrale Teil des Bildes sind, welches wir im zweiten Fall erhalten.

Aus der reichlichen Benutzung fremder Arbeiten wird mir um so weniger ein Vorwurf erwachsen können, als ich die Resultate derselben, wo es mir nur irgend möglich war, stets an eigenhändig gefertigten Präparaten geprüft habe. Die wenigen Fälle, wo das nicht geschehen konnte, wird man beim Lesen des Textes leicht herausfinden.

Ich war lange schwankend, ob nicht auch ein Abschnitt über die Technik des Mikroskopes hätte aufgenommen werden sollen; schließlich war der Umstand entscheidend, daß ein solcher, wenn er nutzbringend sein sollte, das Buch unverhältnismäßig vergrößert und also verteuert haben würde. Hierfür muß demnach auf die einschlägigen Werke, besonders das von *Harting*, verwiesen werden.

Nach meinen Erfahrungen wird der Wert mikroskopischer Beschreibungen wesentlich durch bildliche Darstellung erhöht; es war daher mein Bestreben, diese in möglichster Reichhaltigkeit, teils als Holzschnitte im Text, teils in den Farbentafeln zu geben. Daß bei den ersteren manche fremde Zeichnung mit Angabe der Quelle benutzt wurde, bedarf wohl keiner Entschuldigung. Bei Anfertigung der Tafeln, auf denen sich nur eigene Zeichnungen finden, habe ich mit Fernhaltung alles dessen, was man Schematisierung derselben nennen könnte, stets eine absolut objektive Wiedergabe des mikroskopischen Bildes angestrebt. — Daß auf den Farbentafeln die Mineralien der späteren Systeme gegenüber den amorphen und regulären etwas stiefmütterlich behandelt worden sind, hat seinen Grund darin, daß ursprünglich mehr Tafeln in Aussicht genommen waren. Doch beliefen sich die Kosten für Anfertigung derselben so hoch, daß ihre Anzahl auf 10 beschränkt werden mußte, wenn nicht allzu weit über das billige Maß hinausgehende Anforderungen an die dankbar anzuerkennende Opferwilligkeit des Herrn Verlegers gestellt werden sollten. — Von den Zeichnungen solcher mikroskopischer Verhältnisse, die schon in leicht zugänglichen Spezialarbeiten eine graphische Darstellung gefunden hatten, konnte Abstand genommen werden. Ferner wurde darauf gesehen, solches Material als Objekt zu den Zeichnungen zu wählen, welches unschwer für jeden zu beschaffen ist, damit der Lernende an selbstangefertigten Präparaten nach Anleitung des Buches

seine Beobachtungen und Studien machen könne. Denn das muß man nicht vergessen: mit dem bloßen Lesen und Studieren ist es nicht getan: — wer mikroskopische Mineralogie lernen will, muß an den Schleiftisch und an das Mikroskop.

Die genaue und gewissenhafte Angabe der Literatur bei jedem Gegenstande, sowie die Zusammenstellung derselben am Schlusse des Buches, dürfte auch dem Fachmann nicht ganz unwillkommen sein und ist besonders darauf berechnet, dem Anfänger Gelegenheit zu geben, sich in die historische Entwicklung der Wissenschaft einzuleben. Eine eingehende Kenntnis der Geschichte der Wissenschaft scheint mir durchaus notwendig, um den organischen Zusammenhang des Individuums mit der Gesamtheit herzustellen, durch welchen allein die fördernde Einheit und das klare Bewußtsein der anzustrebenden Ziele in die wissenschaftliche Entwicklung kommt. Ferner aber kann nur durch die historische Kenntnis seiner Wissenschaft jedem Studierenden das Seiende als ein Gewordenes erscheinen und ihn erkennen lassen, wie

Alles sich zum Ganzen webt,
Eins in dem andern wirkt und lebt.

Sollte hie und da eine nennenswerte Arbeit unerwähnt geblieben sein, so bitte ich das im Hinblick darauf zu entschuldigen, daß ja dem einzelnen nicht alle Bücher und alle Zeitschriften zugänglich sind. Für Belehrung und Unterstützung in dieser Richtung würde ich in ganz besonderem Grade dankbar sein.

Freiburg i. B. 1873.

H. Rosenbusch.

Vorwort zur vierten Auflage.

In dem Zeitraum eines Menschenalters, der seit dem Erscheinen der ersten Auflage der „Physiographie“ vergangen ist, hat sich die Methode der mikroskopischen Mineraldiagnose in überraschender Weise entwickelt, ihre Anwendung verallgemeinert und ausgebreitet.

Wie das schnelle Emporblühen dieses Zweiges der mineralogisch-geologischen Forschung in den zwölf Jahren nach dem ersten Erscheinen dieses Buches eine durchgreifende Umarbeitung der zweiten Auflage notwendig machte, so verlangten die außerordentlichen Fortschritte in den letzten zwölf Jahren abermals eine vollständige Neubearbeitung, wenn anders das Werk in seiner vierten Auflage den heutigen Ansprüchen genügen sollte. Trotz dem ernstesten Bestreben nach möglichst gedrängter Darstellung machte die Vermehrung des mitzuteilenden Stoffes und die Benutzung der für eine vertiefte Behandlung des Gegenstandes erforderlichen rechnerischen und zeichnerischen Methoden einen erweiterten Umfang des Buches unvermeidlich.

In dem hiermit zur Ausgabe gelangenden „Allgemeinen Teil“, der auf mehr als das Doppelte der dritten Auflage angeschwollen ist, mußten neue Abschnitte eingefügt und zur Erleichterung des Verständnisses weitere Erörterungen und Deduktionen aufgenommen werden, die eigentlich in den Lehrbüchern der Physik ihren Platz haben sollten. Wo dennoch Lücken in den Beweisführungen auftreten, wurde, unter Vermeidung des trügerischen Wörtleins „natürlich“, stets auf leicht zu beschaffende Lehr- und Handbücher verwiesen. — Eine weitere Ausdehnung des „Allgemeinen Teils“ verursachte die größere Berücksichtigung der wertvollen älteren Literatur, aus der wir auch erfahren, daß manche als neu bezeichneten Methoden und Konstruktionen schon vorher erfunden und bekannt waren.

Auch bei dem noch im Drucke befindlichen „Speziellen Teil“ wurde gegenüber den früheren Auflagen eine strengere Gliederung des Stoffes und tunlichste Kürze angestrebt. Bei der morphologischen Charakteristik wurden die zur Erkennung und Berechnung der beobachteten Durchschnitte notwendigen Maße in Normalenwinkeln angegeben und das Verständnis der optischen Verhältnisse der Mineralien, zumal mit Rücksicht auf die Unterscheidung ähnlicher Arten, durch stereographische Projektionen unterstützt. Besonders eingehende Behandlung erfuhren die Kalknatronfeldspäte, für deren genaue Bestimmung durch die unschätzbaren Forschungen von *Max Schuster*, *F. Becke*, *A. Michel-Lévy*, *F. Fouqué*, *E. v. Fedorow*, *C. Viola* und anderen Gelehrten eine ausreichende Grundlage geschaffen und die Methoden ihrer

Benutzung gezeigt wurden. Die Zahl der behandelten Mineralien ist um einige vermehrt worden. Die dem zweiten Halbbande beigegebenen Tabellen sind für die rasche Orientierung bei der ersten Bestimmung zusammengestellt.

Ueber die Verteilung der Arbeiten der beiden Verfasser an dem hier in einem Halbband vorliegenden ersten Band der „*Physiographie*“ sei bemerkt, daß die in großen Zügen entworfene Disposition durch gemeinsame Beratung zustande kam, daß im übrigen der Begründer des Werkes den zu Anfang nächsten Jahres erscheinenden „*Speziellen Teil*“ sein eigen nennt und der andere Verfasser das gleiche für die Abteilungen 1 bis 3 des „*Allgemeinen Teils*“ beanspruchen darf. Man wird diese 22 Bogen des ersten Halbbandes, trotz der Uebnahme mancher Absätze aus den früheren Auflagen, für original halten dürfen und das letzte Viertel als eine mit reichlichen Ergänzungen versehene Umarbeitung betrachten können.

Bei der Illustration des Werkes ist der Herr Verleger äußerst liberal vorgegangen. Besondere Anerkennung wird sicherlich die schöne, der modernen Reproduktionstechnik würdige Wiedergabe der Mikrophotogramme erfahren.

Möge das Werk auch in dieser Form die alten Freunde behalten und neue gewinnen.

H. Rosenbusch,
Heidelberg.

E. A. Wülfing,
Langfuhr b. Danzig.

Der Verfasser des „*Allgemeinen Teils*“ fühlt nicht nur die Pflicht, sondern auch das Herzensbedürfnis, seinem hochverehrten Meister und Freund, Herrn Geheimrat *Rosenbusch*, den aufrichtigsten Dank dafür auszusprechen, daß er ihm in hochherziger Weise gestattete, die alten Formen neu zu prägen, und ihm bei dieser Umprägung stets als unermüdlicher Berater zur Seite stand.

Der gleiche Verfasser erkennt gerne und dankbar an, welch großen Nutzen er aus den inhaltsreichen Darlegungen der Werke *Th. Liebischs* gezogen hat; auch fühlt er sich Herrn Geh. Bergrat *Liebisch* für manche brieflich erteilte Belehrung zu besonderem Dank verpflichtet. Ferner waren die Herren Professoren Dr. *Mie* und Dr. *Wölffing* so freundlich, bei einigen Fragen auf dem Gebiete der geometrischen Optik und bei manchen mathematischen Ableitungen dem Autor beratend zur Seite zu stehen; Herr Bergrat Dr. *Schalch* unterstützte ihn in der liebenswürdigsten und förderksamsten Weise bei der Korrektur. Lebhafter Dank sei endlich auch der Württ. Landwirtschaftlichen Hochschule *Hohenheim* ausgesprochen, wo die hier im Zusammenhang dargelegten Studien in den letzten drei Jahren zum Abschluß gebracht werden durften.

E. A. Wülfing.

Vorwort zur fünften Auflage.

Die neue Auflage der Physiographie, deren Erscheinen durch den Weltkrieg verzögert wurde, hat wiederum eine tiefgreifende Änderung erfahren. Auswahl, Anordnung und Bearbeitung des Stoffes werden hiervon in gleicher Weise und in solchem Maße betroffen, daß es sich abermals fast um ein neues Werk handelt.

In der Auswahl des Stoffes steigern sich begreiflicherweise die Schwierigkeiten von Jahrzehnt zu Jahrzehnt. Man muß zur Aufnahme von vielem Neuen und zur Vermeidung einer drohenden Überfüllung alles, was nicht in den Rahmen gehört, streichen. So ist die in die vierte Auflage eingeschaltete Darstellung der stereographischen Projektion wieder ausgeschieden, weil sie in diesem Buch sozusagen ihre Mission erfüllt hat. Denn damals lag diese Projektion bei vielen Petrographen noch im argen und sollte ihnen doch eigentlich bekannt sein, da ihr im Band der Mineralien eingehende Betrachtungen gewidmet wurden. So sind auch andere Paragraphen, wie z. B. solche über rechnerische Hilfsmittel und über manche Ableitungen in der geometrischen Optik, beseitigt worden, da sie doch wohl nicht gerade in einer mikroskopischen Physiographie gesucht werden. — Eine besonders sorgfältige Behandlung verlangte die Auswahl der Instrumente. Die meisten der erwähnten Konstruktionen sind von mir erprobt worden; andere, nicht erwähnte können gleichwohl gut sein.

In der Anordnung des Stoffes ist wohl die Vereinigung der Theorie der Interferenzerscheinungen mit der sonstigen theoretischen Optik als eine Verbesserung anzusehen, weil nunmehr die Beschreibung der praktischen Methoden nicht so oft von längeren mathematischen Ableitungen unterbrochen wird. Auch die Verlegung der Tabellen über Lichtbrechung, Doppelbrechung und Dichte an das Ende des Bandes wird wie ich denke ihre Handhabung erleichtern. Alle sonstigen neuen Anordnungen sind aus dem ausführlichen Inhaltsverzeichnis zu ersehen, das mit der zweiten Lieferung vervollständigt werden wird. Zur Auffindung eines bestimmten Gegenstandes soll das mit dem Schluß dieses Bandes erscheinende alphabetische Register dienen.

In der Art der Bearbeitung des Stoffes sah ich meine Hauptaufgabe. Ich habe mich bemüht, die Gedanken auch für den Nichteingeweihten verständlich auszudrücken, ohne doch den bequemen Weg populärer Schriftsteller zu beschreiten, die es gerne vermeiden, in die Tiefe zu steigen, weil sie ihr Publikum nicht abschrecken wollen oder weil sie selbst die Sache nicht genügend beherrschen. Ein Königsweg zur Kristalloptik

konnte von mir freilich ebensowenig gebaut werden wie von Euklid zu seiner Wissenschaft.

Alle mir zuteil gewordenen Ratschläge und Hilfeleistungen hätte ich am liebsten von meinem Freund und Meister *Rosenbusch* empfangen, und sicherlich würde er diese abermalige gänzliche Umgestaltung seines Werkes wieder mit der ihm eigenen Seelengröße freundlich, ja liebevoll verfolgt haben. Wenn aber auch diesem Zusammenwirken der Tod ein Ziel gesetzt hat, so ist doch *Rosenbuschs* Geist mir nicht fern geblieben und hat mich unter dem Einfluß des oft von ihm angeführten Spruches: docendo discimus dort Hilfe suchen lassen, wo man sie mir reichlich, wenn auch kaum bewußt, spendete, nämlich bei meinen Schülern. Diese ließen mich immer wieder merken, wie wenig doch der tote Buchstabe die lebendige Rede zu ersetzen vermag, und wie unermüdlich man seinen Text verbessern muß, um verstanden oder um nicht gar mißverstanden zu werden.

Auch aus dem Kreise der Fachgenossen habe ich manche fördernde Anregung erhalten, vor allem von Herrn Prof. Dr. *A. Johnsen* in Frankfurt a. M., wofür ich nicht dankbar genug sein kann. Des weiteren fühle ich das Bedürfnis, meiner getreuen Gehilfin, Fräulein *Klara Heintzeler*, herzlich zu danken; sie hat das Werden des Buches durch Jahre mit Interesse verfolgt und mir beim Schreiben des Textes und beim Lesen der Korrekturbogen wertvolle Dienste geleistet. Ebenso bin ich meinem Assistenten, Herrn Dr. *J. Kratzert*, für immer bereite, zuverlässige Hilfe zu besonderem Dank verpflichtet.

Bei der Beurteilung des Ganzen wolle man die Ungunst der Zeiten nicht vergessen und bedenken, daß es uns heutzutage kaum möglich ist, alle Neuerscheinungen schnell kennen zu lernen. So wird sich in der Berücksichtigung der Literatur der letzten Jahre wohl noch manche Lücke finden.

Heidelberg im Mai 1921.

E. A. Wülfig.

Abkürzungen.

- Am. Journ. = The American Journal of Science and Arts oder The American Journal of Science. New-Haven.
- Ann. Chem. Pharm. = Annalen der Chemie und Pharmacie. Leipzig.
- Ann. Chim. Phys. = Annales de Chimie et de Physique. Paris.
- Ann. Mines = Annales des mines. Paris.
- Bull. Soc. Geol. Fr. = Bulletin de la Société géologique de France. Paris.
- Bull. Soc. Min. Fr. = Bulletin de la Société minéralogique de France. Paris. Seit 1886
Bulletin de la Société française de minéralogie.
- C. R. = Comptes rendus hebdomadaires de l'Académie française. Paris.
- Geol. Mag. = Geological Magazine etc. London.
- Geol. Fören. Förh. = Geologiska Föreningens i Stockholm Förhandlingar. Stockholm.
- Min. Mag. = Mineralogical Magazine. London.
- N. J. = Jahrbuch oder Neues Jahrbuch für Mineralogie etc. Stuttgart.
- Pogg. Ann. = Poggendorffs Annalen der Physik und Chemie. Leipzig. Später Annalen der Physik.
- Q. J. G. S. = Quarterly Journal of the Geological Society. London.
- S. B. A. = Monatsberichte oder Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften zu Berlin.
- S. H. A. = Sitzungsberichte der Heidelberger Akademie der Wissenschaften.
- S. M. A. = Sitzungsberichte der Bayrischen Akademie der Wissenschaften zu München.
- S. W. A. = Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften zu Wien.
- T. M. P. M. = Tschermaks Mineralogische und petrographische Mitteilungen. Wien.
(Früher T. M. M.)
- Z. D. G. G. = Zeitschrift der deutschen geologischen Gesellschaft. Berlin.
- Z. X. = Zeitschrift für Kristallographie und Mineralogie. Leipzig. Seit 1921 Zeitschrift für Kristallographie (Kristallgeometrie, Kristallphysik, Kristallchemie).
- Z. f. Instr. = Zeitschrift für Instrumentenkunde. Berlin.
- Z. f. wiss. Mikrosk. = Zeitschrift für wissenschaftliche Mikroskopie. Leipzig.
-

Inhalt.

Vorwort	Seite V
-------------------	------------

Einleitung.

1. Begriff der mikroskopischen Physiographie	1
2. Methodisches Arbeiten	1
3. Gliederung des Stoffes	3

Erster Teil.

Präparationsmethoden.

4. Spalzmörser und Schlagnadeln	4
5. Steinschneidemaschine (und Quetschmaschine)	6
6. Herstellung von Dünnschliffen	11
7. Präparation loser Massen	22
8. Dünnschliffe von Mineralpulver	24
9. Dünnschliffe von Salzgesteinen	25
10. Orientierte Schliffe	26
11. Ebene und polierte Flächen	35

Zweiter Teil.

Optische Untersuchungsmethoden.

Erste Abteilung.

Grundvorstellungen der Kristalloptik.

Erstes Kapitel.

Allgemeines.

12. Lichttheorien	41
13. Einige Definitionen	45
14. Einteilung der Kristalle nach ihren optischen Eigenschaften	48

Zweites Kapitel.

Isotrope Kristalle ohne Zirkularpolarisation.

15. Lichtausbreitung	52
16. Reflexion, Brechung, Totalreflexion	52
17. Huygenssche Konstruktion bei Reflexion und Brechung	54
18. Absoluter und relativer Brechungsindex	57

	Seite
19. Weißes Licht und einfarbiges Licht	58
20. Refraktionskonstante	61
21. Brechungsindizes von Mischungen	65
22. Molekular- und Atomrefraktion	68

Drittes Kapitel.

Anisotrope Kristalle ohne Zirkularpolarisation.

Erster Abschnitt.

Optisch einachsige Kristalle ohne Zirkularpolarisation.

23. Huygens und die Lichtbewegung im Kalkspat	74
24. Doppelbrechung	76
25. Polarisiertes Licht	79
26. Polarisations-ebene, Schwingungs-ebene und Schwingungs-richtung	84
27. Doppelschalige Flächen der Lichtausbreitung	86
a) Strahlengeschwindigkeitsfläche	86
b) Wellengeschwindigkeitsfläche	87
c) Indexfläche	91
28. Doppelschalige und einschalige Flächen	93
a) Strahlengeschwindigkeitsfläche und Fresnelsches Ellipsoid	93
b) Wellengeschwindigkeitsfläche und Ovaloid	94
c) Indexfläche und Indexellipsoid (Indikatrix)	95
29. Übersicht der sechs Bezugsflächen einachsiger Kristalle	97
30. Optische Charakteristik einachsiger Kristalle	102

Zweiter Abschnitt.

Optisch zweiachsige Kristalle ohne Zirkularpolarisation.

31. Historisches	103
32. Doppelschalige Flächen der Lichtausbreitung zweiachsiger Kristalle und ihre Beziehungen zu einschaligen Flächen	103
a) Strahlengeschwindigkeitsfläche und dreiachsiges Fresnelsches Ellipsoid	104
b) Wellengeschwindigkeitsfläche und dreiachsiges Ovaloid	107
c) Indexfläche und dreiachsiges Indexellipsoid (Indikatrix)	108
33. Schwingungsebenen beliebiger Wellennormalen zweiachsiger Kristalle (Hauptschnitte, Fresnelsche Konstruktion)	113
34. Lichtausbreitung in beliebiger Richtung	115
35. Strahlenachsen und optische Achsen	116
36. Achsenwinkel und Brechungsindizes	119
37. Einteilung der optisch zweiachsigen Kristalle nach Kristallsystemen	122
38. Übersicht der sechs Bezugsflächen zweiachsiger Kristalle	123
39. Optische Charakteristik zweiachsiger Kristalle	126

Viertes Kapitel.

Kristalle mit Zirkularpolarisation.

40. Zirkularpolarisation	126
------------------------------------	-----

Fünftes Kapitel.

Interferenzerscheinungen.

Erster Abschnitt.

Allgemeines.

	Seite
41. Newtonsche Farben	127
42. Abweichung der Interferenzfarben der Kristalle von den reinen Newtonschen Farben. Dispersion der Doppelbrechung	133
43. Grundlagen zur Beobachtung der Interferenzerscheinungen. Fresnel-Aragosche Gesetze. Paralleles und konvergentes Licht	137

Zweiter Abschnitt.

Interferenzerscheinungen im parallelen polarisierten Licht.

44. Isotrope Körper	139
45. Anisotrope Körper	140
46. Analytische Darstellung der Lichtbewegung	142
47. Fresnelsche Formel und ihre Diskussion	144
48. Anisotrope Kristalle senkrecht zu einer optischen Achse	152
49. Mehrere übereinander liegende anisotrope Blättchen	154
50. Anisotrope Zwillingkristalle	156

Dritter Abschnitt.

Interferenzerscheinungen im konvergenten polarisierten Licht.

51. Vorbemerkungen	159
52. Isochromatische Flächen oder Flächen gleichen Gangunterschiedes	160
53. Isogyren oder Kurven gleicher Schwingungsrichtung	172
54. Einachsige Kristalle senkrecht zur optischen Achse	176
55. Einachsige Kristalle sehr schief bzw. parallel zur optischen Achse	180
56. Zweiachsige Kristalle senkrecht zur spitzen und zur stumpfen Bisektrix	181
57. Zweiachsige Kristalle senkrecht zu einer optischen Achse	185
58. Zweiachsige Kristalle parallel zur Ebene der optischen Achsen	187
59. Zweiachsige Kristalle in mäßig schiefen Schnitten allgemeinsten Lage	187
60. Dispersion der optischen Achsen im rhombischen System	189
61. Dispersion der optischen Achsen im monoklinen System	191
62. Dispersion der optischen Achsen im triklinen System	194

Sechstes Kapitel.

Erscheinungen der Absorption.

63. Farbe der Mineralien	194
64. Pleochroismus	196
65. Pleochroismus einachsiger Kristalle	198
66. Pleochroismus zweiachsiger Kristalle	199
67. Absorptionsbüschel	200
68. Pleochroismus und Interferenzerscheinungen	204

	Seite
69. Pleochroitische Höfe	206
70. Künstlicher Pleochroismus	209
71. Lumineszenz	210

Siebtes Kapitel.

Änderung der optischen Eigenschaften durch äußere Einflüsse.

72. Optische Anomalien	212
73. Änderung des optischen Verhaltens mit der Temperatur	216

Zweite Abteilung.

Herstellung von polarisiertem Licht.

74. Allgemeines	218
75. Nicol'sches Prisma	222
76. Hartnack-Prismowskisches und Thompsonsches Prisma	227
77. Foucaultsches und Glansches Prisma	234
78. Bertrandsche und andere Prismen	236
79. Schwingungsrichtung eines polarisierenden Prismas	238

Dritte Abteilung.

Herstellung von einfarbigem Licht.

80. Lichtfilter	239
81. Monochromatische Flammen	242
82. Plückersche Wasserstoffröhre und Quecksilberbogenlampe	244
83. Monochromator	246

Du hast alles geordnet
mit Maß, Zahl und Gewicht.
Weisheit 11. 21.

Einleitung.

1. Begriff der mikroskopischen Physiographie. Die mikroskopische Physiographie der gesteinsbildenden Mineralien stellt sich die Aufgabe, die Kennzeichen anzugeben, nach denen die Mineralien im Dünnschliff oder in Körnerform unter dem Mikroskop bestimmt werden können. Sie zerfällt in zwei Teile: einen methodologischen, worin der Lehrgang besprochen wird, der die drei großen Klassen der morphologischen, physikalischen und chemischen Eigenschaften der Mineralien auch der mikroskopischen Diagnose dienstbar macht, und einen speziellen, angewandten, der die eigentliche Beschreibung der Mineralarten, wie sie sich unter dem Mikroskop darstellen, enthält.

2. Methodisches Arbeiten. Die Methoden der Mineralogie und Petrographie fußen im allgemeinen auf denen der Physik, Chemie und Mathematik. Je mehr diese drei exakten Wissenschaften als propädeutisch von uns anerkannt wurden, umso methodischer und exakter ist die Forschung auf mineralogischem und petrographischem Gebiet geworden. Der Mineraloge und Petrograph muß die Arbeitsweise in den einschlägigen Abschnitten jener Wissenschaften so beherrschen, daß er sie in seiner eigenen Wissenschaft richtig anwenden kann.

Die Ergebnisse der exakten Wissenschaften lassen sich in Maß, Zahl und Gewicht ausdrücken. Diese drei Größen sind aber nie absolut richtig, und der Forscher muß daher wissen, daß er sich zu bemühen hat, ihre Fehlergrenzen festzustellen — eine Aufgabe, die allerdings viel mühsamer ist, als die Ermittlung der Größe selbst. Exakte Forschung bleibt innerhalb methodisch zulässiger Fehlergrenzen¹⁾. Wenn beispielsweise die Lichtbrechung an verschieden gefärbten Diamanten für Na-Licht gefunden wurde²⁾ zu

2,4178	für braunen	Diamant,
2,4174	„ rötlichen	„ „
2,4174	„ gelben	„ „
2,4172	„ grünen	„ „

¹⁾ E. A. Wülfing, Die Häufungsmethode. S. H. A. 1916. A. 11. Abh. 28 S.

²⁾ E. A. Wülfing, Einiges über Mineralpigmente. Festschrift Rosenbusch, Stuttgart 1906. S. 63.

ohne daß eine Angabe über die Genauigkeit der Zahlen gemacht wäre, so könnte man zu der Schlußfolgerung verleitet werden, die Lichtbrechung für braunen Diamant sei höher als für rötlichen und gelben und diese übertreffe wieder die für grüne Varietäten. Wenn man aber erfährt, daß die Fehlergrenze der obigen Brechungsindizes $\pm 0,0003$ beträgt, daß also der braune Diamant möglicherweise die Lichtbrechung 2,4175 und der grüne Diamant ebenfalls die Lichtbrechung 2,4175 hat, so wird man besser tun, mit der Schlußfolgerung zurückzuhalten und vorbehaltlich genauerer Bestimmungen nur sagen, daß die Pigmente ohne Einfluß auf die Lichtbrechung seien. Gegen solche Verwertung der Fehlergrenzen wird auf unseren Gebieten noch gar oft verstoßen und die Ermittlung dieser Fehler überhaupt als lästig empfunden. Viele optische Bestimmungen tragen in dem un stetigen Verlauf ihrer Werte den deutlichen Beweis des unmethodischen Arbeitens. — Gewöhnliche chemische Analysen werden auch heutzutage noch zuweilen auf 3—6 (!) Dezimalen angegeben, ohne doch zu bedenken, daß die Methoden der Analyse in der Regel eine solche Genauigkeit bei weitem nicht gestatten. Manche Achsenverhältnisse der Kristalle werden hier und da noch auf 6—7 Dezimalen berechnet, ohne zu überlegen, daß dann die Kristallflächen auf Bruchteile von Bogensekunden genau liegen und daß die Beobachter auch in der Lage sein müßten, sie so genau zu messen. Der Mangel an mathematischer Bildung gibt sich durch nichts so auffallend zu erkennen, wie durch maßlose Schärfe im Zahlenrechnen, sagt *Gotthilf Hagen* (1797—1884). Gegen solche Pseudogenauigkeiten ist Front zu machen und alles unmethodische Arbeiten zu bekämpfen, da es nur zu leicht in unwissenschaftliches Arbeiten übergeht.

Mit dieser Betonung der Methoden exakter Forschung ist der Rahmen einer „Physiographie“ weit überschritten. Indessen sind wir damit dem fruchtbaren Gedanken, den *Rosenbusch* schon 1873¹⁾ aussprach, wieder etwas näher gerückt, nämlich eine mikroskopische Diagnose der Mineralien unter Benutzung aller der makroskopischen Mineralogie zu Gebote stehenden Hilfsmittel zu ermöglichen. Und sicherlich sind alle diese Bestrebungen nicht zum Schaden der Entwicklung der Petrographie erfolgt, die ohne messende und rechnende Beobachtungen niemals die Fortschritte der letzten Jahrzehnte aufweisen könnte. Freilich darf man nicht alle an Mineralien und Gesteinen auftauchenden Probleme mit den Methoden der exakten Wissenschaften lösen wollen. Diese Naturobjekte und die daran sich abspielenden Naturvorgänge müssen auch beschrieben werden; daher können unsere Forschungen, wenn sie vollkommen sein sollen, sich niemals der beschreibenden oder physiographischen Methoden entkleiden. Der Physiograph möge aber jederzeit bedenken, daß seine Schilderungen auf exakter Basis ruhen sollen, damit er sich nicht in uferlose Betrachtungen verirre.

1) N. J. 1873. 62.

3. Gliederung des Stoffes. Es liegt im Wesen der mikroskopischen Beobachtung, die hauptsächlich an Dünnschliffen, also an Präparaten an- gestellt wird, an denen die Gestalt der Mineralien meistens in ver- kümmerter Form auftritt, daß die morphologischen Eigenschaften zurück und die physikalischen und chemischen Eigenschaften in den Vorder- grund treten. Es ist ebenso unmittelbar verständlich, daß in der Physik der Mineralien die Optik eine besondere Rolle spielt. Da nun die Optik der Kristalle mit zu den schwierigsten Disziplinen der Physik gehört, die physikalischen Lehrbücher aber kein Verständnis ermöglichen und selbst die größeren Handbücher nicht allen unseren Wünschen genügen, so war es geboten, die unseren Zwecken dienenden Kapitel aus der Kristalloptik eingehender abzuhandeln. Bei dem hierdurch bedingten Umfang des physikalischen Teils schien es zweckmäßig, die Vorstellungen über die theoretischen Grundlagen der Kristalloptik von der Praxis der optischen Untersuchungsmethoden zu trennen und in einem ersten Kapitel für sich zu behandeln. Auch andere Kapitel der Physik bedürfen für unsere Zwecke einer besonderen Bearbeitung. So geben uns die Werke der Physik selten eine Anleitung zur Bestimmung der Brennweiten der starken Mikroskopobjektive, also der Größen, die doch zum Verständnis der Strahlengänge im Mikroskop und Konoskop unerläßlich sind. So zeigen uns die Physiker auch nicht oft die Herstellung von monochromatischem Licht, wie es sich zur Untersuchung der schwer durchsichtigen Mineralien eignet. Und ebenso ist die Verwendung des polarisierten Lichtes eine so große Spezialität des Mineralogen geworden, daß er sich seiner Herstellung besonders widmen muß. Unter derartigen Überlegungen ist der Stoff in dieser neuen Auflage in sechs Teile zerlegt worden, die sich beziehen auf

Präparationsmethoden,

Optische Untersuchungsmethoden,

Untersuchung auf Kohäsion und Dichte,

Trennungsmethoden,

Chemische Methoden,

Morphologische Untersuchungen.

Eine besonders eingehende Gliederung haben die optischen Unter- suchungsmethoden erfahren, die in ihren theoretischen Grundvorstellungen möglichst getrennt von den praktischen Untersuchungsmethoden behandelt werden.

Für weitere Einzelheiten sei auf das Inhaltsverzeichnis verwiesen.

Erster Teil. Präparationsmethoden.

Die Präparation von Mineralien und Gesteinen besteht in der Herstellung von Spaltblättchen und Dünnschliffen, sowie von Prismen und planparallelen Platten in beliebiger und in orientierter Lage; auch untersucht man gelegentlich gröbere und feinere Körner, die besonders behandelt sein wollen.

4. Spaltmörser und Schlagnadeln. Bei der Herstellung von Spaltblättchen bedient man sich eines Meißels und Hammers, deren Dimensionen sich denen des Präparates einigermaßen anpassen; bei weicheren Mineralien kann man auch einfach ein Messer benutzen. Immer hat man besonders darauf zu achten, daß der Schlag möglichst genau in der Rich-



Fig. 1.

tung der Spaltung erfolgt, da man sonst unvollkommene Spaltpräparate erhält. Auch ist die Ansatzstelle des Meißels oder Messers nicht ohne Bedeutung, wovon man sich leicht bei der Herstellung eines guten Rhomboëders aus Isländer Doppelspat überzeugen kann. Um das lästige Fortspringen der Präparate zu vermeiden, ist es ganz zweckmäßig, eine mit Metallring umgebene Eisenplatte (von etwa 9 cm Durchmesser) als Unterlage zu verwenden. Der Ring ist zur leichteren Reinigung abnehmbar, wie dies Fig. 1, die auch einige Meißel und Hämmer zeigt, erkennen läßt. Dem Verlust wegspringender Körner wird noch weiter begegnet, wenn man in den obigen Spaltmörser einen konischen, oben ziemlich weit geöffneten Mantel aus Metall oder Pappe bringt (s. Fig. 2), der auch bei dem Pulverisieren in den Achatschalen gute Dienste leistet. Eine vollkommen ebene Spaltung erreicht man bei Glimmertafeln ganz auffallend leicht¹⁾ — vorausgesetzt, daß der Glimmer selbst ganz einheitlich gewachsen ist — wenn man die Spaltung einer dicken Glimmertafel mit einem feinen Taschenmesser zunächst nur am Rande beginnt und alsdann unter

¹⁾ E. A. Wülfing, S. H. A. 1917. 2. Abh., 8—9.

Wasser oder unter Auftropfen von Wasser fortsetzt. Drückt man nämlich unter diesen Verhältnissen das Messer weiter in die Glimmertafel hinein, so saugt sich Wasser infolge der Kapillarwirkung vor der Messerschneide zwischen die beiden Blätter ein und bewirkt eine durchaus zwanglose und sehr regelmäßige Trennung der ganzen Tafel,



Fig. 2.



Fig. 3.

die man schließlich nicht mehr mit dem Messer, sondern durch Ergreifen der beiden Enden und durch Auseinanderreißen vollendet.

Für die Anfertigung kleiner Spaltkörper, z. B. solcher der Plagioklase, haben sich Zwickzangen nach dem in Fig. 3 abgebildeten Muster recht dienlich erwiesen. Man bewirkt hier die Spaltung nur durch Druck oder durch Schlag mit einem kleinen Hammer auf die eine Zangenbacke.

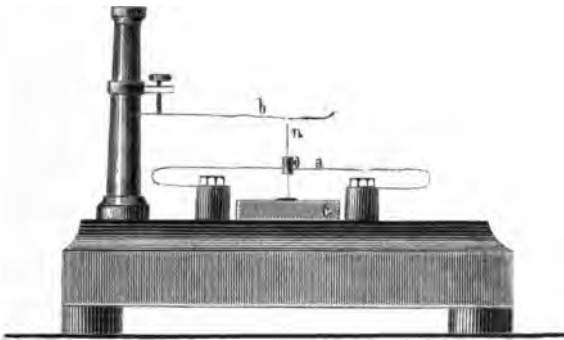


Fig. 4.



Fig. 5.

Zur Erzeugung der Schlagfiguren an kleinen Glimmerblättchen, wie sie bei der Gesteinsuntersuchung isoliert werden, bedient man sich mit Vorteil eines von *G. Lattermann* konstruierten Apparates, der in Fig. 4 in $\frac{3}{4}$ der wirklichen Größe abgebildet ist. Die äußerst feine Nadel *n*, die in einer kleinen Büchse verstellt werden kann, wird durch die in ein Metallsäulchen eingelassene Uhrfeder *b* in das auf der Unterlage *c* ruhende Glimmerblättchen eingetrieben. Die Nadel *n* wird von einer gebogenen Uhrfeder elastisch getragen. Die Unterlage *c* besteht aus Kork, der auf sehr feinem Glaspapier glatt gerieben ist, oder aus einem glatt ge-

schnittenen Stück weichen Radiergummi. Es ist wichtig für die gute Führung der Schlagnadel, daß ihre Spitze das Glimmerblättchen fast berührt; ebenso muß die Feder *b*, die man auf die Nadel niederfallen läßt, recht nahe über dem Nadelende schweben.

*K. J. V. Steenstrup*¹⁾ erreicht denselben Zweck auf folgende, noch einfachere Art. In einem unten etwas ausgezogenen und zugespitzten Glasröhrchen *a* (Fig. 5) von 10 cm Länge und 6 mm Weite gleitet ohne Reibung ein zweites Röhrchen *b*, das unten in einem Holzstöpsel eine sehr feine Nadel trägt. Durch Verschiebung des Stöpsels kann man es leicht erreichen, daß bei freiem Fall die Nadel eben noch aus dem zugespitzten Ende des äußeren Röhrchens austritt. Die Stärke des Stoßes wird näher bestimmt durch die Höhe des Falls, den man dem inneren Röhrchen gibt. Auch mit diesem einfachen, äußerst praktischen Apparat erhält man Schlagfiguren in vorzüglicher Schönheit in nicht zu dicken, nur 0,5 mm großen Blättchen.

5. Steinschneidemaschine (und Quetschmaschine). Die Herstellung der Präparate wird in hohem Maße erleichtert, wenn man aus dem Mineral oder Gestein mit einer Schneidevorrichtung eine passende Probe heraus-schneidet. Die einfachste derartige Vorrichtung besteht aus einem Bogen von spanischem Rohr mit einer 0,5—0,7 mm dicken Sehne aus weichem Eisendraht (sog. Blumendraht), der fortdauernd mit Schmirgelbrei bestrichen auf dem Objekt hin und her bewegt wird. Auf diese primitive Art ließ sich an einem frischen Triberger Granit ein Schnitt von 10:15 mm Größe mit Schmirgel innerhalb 22 Minuten herstellen; bei Verwendung von Karborundum geht die Arbeit noch rascher vonstatten. So lassen sich alle, ausgenommen korundreiche Gesteine, ziemlich schnell und vor allem mit sehr geringem Schnittverlust durchschneiden. Auch ganze Handstücke können auf diese Weise in kurzer Zeit zerschnitten werden, wenn man an Stelle des Bogens mit Blumendraht eine gewöhnliche Schreinersäge verwendet, deren Sägeblatt man aber umdreht, sodaß der glatte Rücken zum Schneiden benutzt wird, und mit nassem Karborundum Nr. 100 oder $\frac{1}{8}$ mm Korngröße bestreicht. Die Schnittbreite beträgt bei geübter Führung der Säge oder bei Verwendung eines Anschlags in Gestalt von zwei grossen Drahtstiften diesseits und jenseits des Handstücks nur 2 mm. Auf diese Weise wurde an einem Shonkinit des Katzenbuckels eine Schnittfläche von 25 qcm in $1\frac{1}{2}$ Stunden hergestellt. Der feuchte Karborundumbrei wird mit einem großen Pinsel fortwährend in den Schnitt eingetragen. Mit einer solchen Säge, deren Wirkung mir Herr Geh. Rat *Kalkowsky* zeigte, lassen sich im Laufe eines Tages sehr große Blöcke zersägen. — Auch für feine Arbeiten, die man an besonders kostbaren Kristallen mit ganz kleinem Schnittverlust durchführen will, kann man das Prinzip der schneidenden Bogensehne verwenden. Ein für diese

¹⁾ Geol. Fören. Förh. 10. 1888. 113.

Zwecke brauchbarer Apparat ist in Fig. 6 in Ansicht und Grundriß abgebildet. Eine vollkommen sichere Führung des Drahtes geschieht hier durch vier Stahlstifte in der durch die Figur wiedergegebenen Anordnung. Da die inneren beiden Stifte etwas länger sind als die äußeren, kann man die Sehne mit einem Griff in ihre Lage einzwängen. Man bewegt nun den Bogen nur soviel hin und her, daß die mit Karborundum bestrichene Stelle des Drahts die Führungstifte nicht berührt. Mit Stahldraht von 0,2 mm Dicke und mit Karborundum von 50 μ Korngröße erhält man einen Schnitt von höchstens 0,3 mm Breite. Sollte sich der Draht mit der Zeit ein wenig in die Führungstifte einreiben, so dreht man diese um ihre Achsen oder schlägt sie auch etwas tiefer in das dem ganzen Apparat als

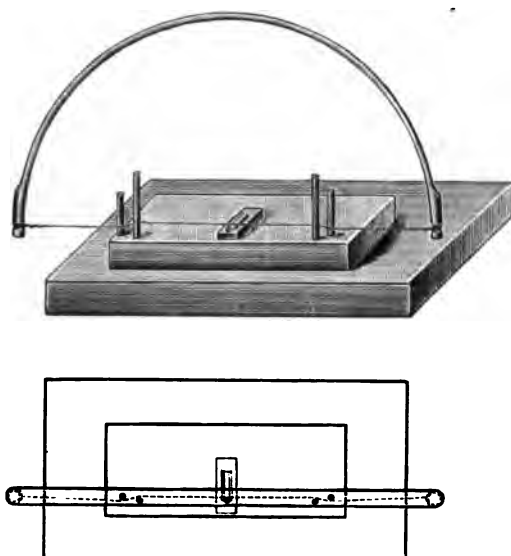


Fig. 6.

Sockel dienende Holzbrett ein. — Eine nach dem Prinzip des schneidenden Drahtes gebaute Maschine hat *J. Rumpf* 1881 beschrieben¹⁾.

Viel schneller wirken die verschiedentlich konstruierten Zirkularsteinschneidemaschinen, bei denen der Schnitt durch eine einmal mit Diamantpulver besetzte Scheibe aus Weißblech erfolgt. Eine derartige von der Maschinenfabrik *C. Benz* in Mannheim ausgeführte Konstruktion hat *G. Steinmann*²⁾, eine andere von *M. Wolz* in Bonn hergestellte hat *H. Rauff*³⁾, eine dritte für das Britische Museum angefertigte hat

¹⁾ T. M. P. M. 4. 1881. 409—414.

²⁾ N. J. 1882. II. 46—54.

³⁾ Verh. Naturh. Ver. Rheinl. u. Westf. 43. 1886. 130—139. N. J. 1888. II. 230—246.

G. F. Herbert Smith bekannt gemacht¹⁾. Wieder ein anderes Modell für Motorbetrieb wird von der Firma *R. Fueß* in den Handel gebracht und ist in Fig. 7 abgebildet²⁾. Der große Support *S*, mit ausgiebiger zum Befestigen und Orientieren des Materials dienender Spanneinrichtung *K*, ist durch die Leitspindel *s* senkrecht zur Schnittfläche verschiebbar und erlaubt Parallelschnitte herzustellen. Die Schneidscheibe *Sch* hat einen Durchmesser von 40 cm und läßt einfache Schnitte bis zu 12 cm Tiefe ausführen. Da sich aber die Spannvorrichtung mit dem zu zerschneidenden Stück ganz herumdrehen läßt, kann man mit dieser Maschine doppelt so große Schnittflächen erreichen, also Stücke von 24 cm Querschnitt durch-

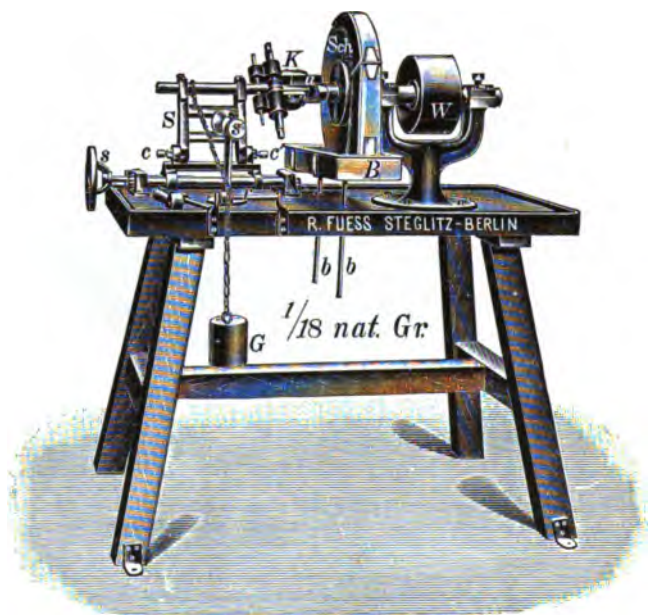


Fig. 7.

schnneiden. Als Motor genügt ein solcher von $\frac{1}{3}$ PS. Die günstigste Tourenzahl der Schneidscheibe beträgt in der Minute etwa 600. — Eine erprobte Maschine für kleine Schnitte besonders an Mineralien wird nach Angaben des Verfassers von der Firma *R. Winkel* in Göttingen gebaut (Fig. 8). Der zugehörige Motor hat nur $\frac{1}{20}$ PS. Die 7 cm große Scheibe schneidet bei 300 Touren in der Minute den Quadratcentimeter harter Gesteine in weniger als einer Minute. Die Spannvorrichtung erlaubt die Kristalle zu orientieren.

Man kann jede noch in gutem Stand befindliche Drehbank zur Ausführung der Schnitte mit Diamantscheibe benutzen, nur kommt es immer

¹⁾ Min. Mag. 16. 1913. 317—325.

²⁾ *R. Fueß*, Kat. Nr. 180. 1914. Fig. 717.

darauf an, daß die Scheibe vollkommen eben ist, sich genau in dieser Ebene — also ohne schlagende Bewegung — dreht, und daß der zu schneidende Stein ebenso genau senkrecht zur Drehachse und ohne wackelnde Bewegung vorgeschoben wird. Die geringste Abweichung von dieser Vorschrift hat zur Folge, daß die meisten kleinen Diamantsplitter aus der Eisenplatte herausgedrückt werden und dann nicht mehr wirken. Man sollte daher nie eine alte Maschine mit ausgenutzten Lagern zu

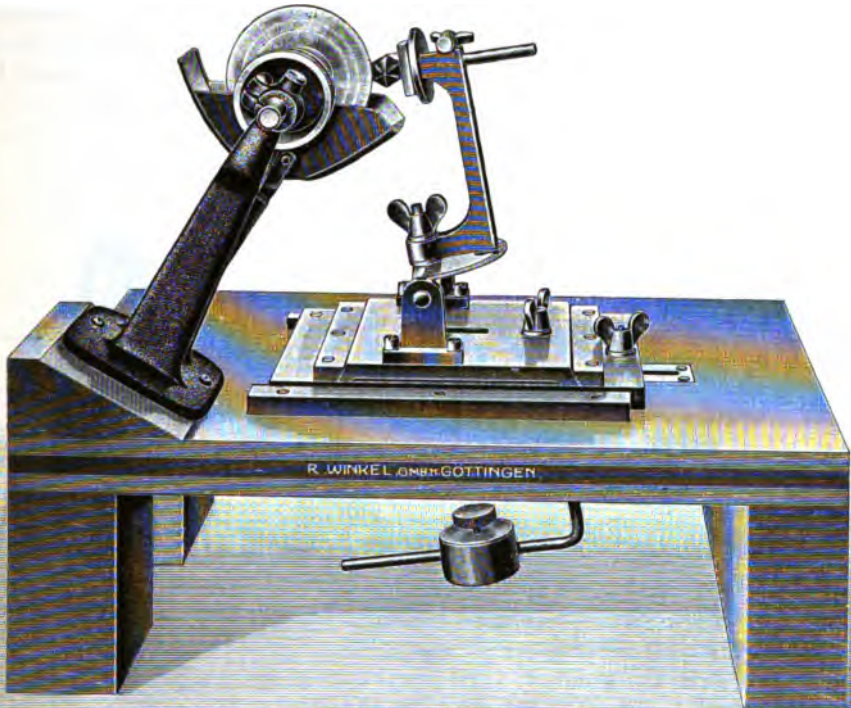


Fig. 8.

diesem Zweck verwenden, da auch der beste Support den durch die schlecht laufende Scheibe verursachten Fehler nicht beseitigen kann. Alte ausgelaufene, mit noch gutem Support versehene Maschinen sind nur dann zu gebrauchen, wenn man die sorgfältig zentrierte Scheibe auf einer isolierten, zwischen Spitzen laufenden Achse befestigt.

Einige Übung erfordert das übrigens nur selten zu wiederholende Besetzen der Eisenscheibe mit Diamant. Man hält zunächst gegen den Rand der rotierenden Scheibe eine Feile, sodaß sich ein Grat auf beiden Seiten dieses Randes bildet. Alsdann schlägt man mit einem Taschenmesser, das dabei allerdings schartig zu werden pflegt, viele etwa $\frac{1}{2}$ mm

tiefe Kerben in die Scheibe und sorgt in der Haltung des Messers zur Scheibe dafür, daß diese Kerben nicht radial, sondern schräg zum Radius

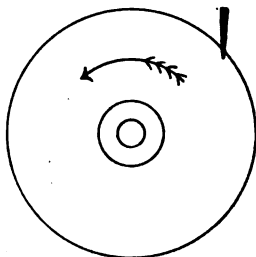


Fig. 9.

(s. Fig. 9) verlaufen. Darauf pulvert man für große Scheiben etwa 20 mg, für kleine Scheiben etwa 10 mg Diamantbort (also $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{20}$ Karat) in einem nur zu diesem Zweck immer wieder gebrauchten Stahlmörser. Dieser Mörser besteht aus einem gehärteten Stahlblock mit einem 2 cm breiten und 3 cm tiefen zylindrischen Loch, das in der Tiefe halbkugelförmig endet. Das in diese Bohrung leicht passende Pistill hat genau die gleiche Form. Die Pulverisierung erfolgt unter Zugabe eines Tropfens Öl sehr energisch mit Hilfe eines großen Holzhammers und führt zu einem äußerst feinen, in dem dicklichen Öl suspendierten Diamantstaub, der mit dem Finger in die Kerben ein-

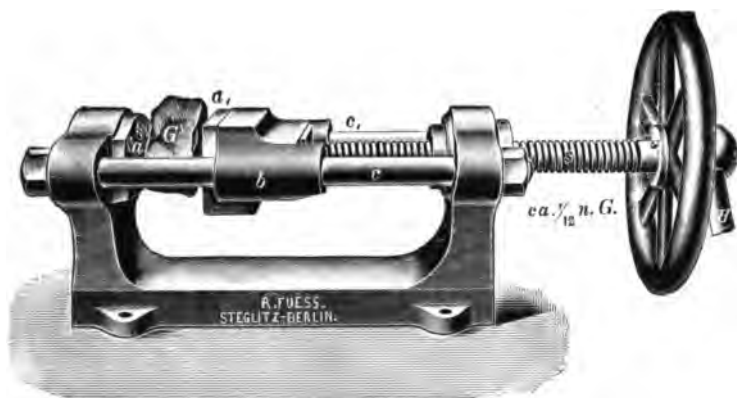


Fig. 10.

gestrichen wird. Das im Mörser zurückbleibende Material wird bei der nächsten Zerkleinerung mit verwendet. Das Festsetzen eines kleinen Teils der mit Öl in die Kerben eingestrichenen Diamanten erfolgt durch leichtes Andrücken eines 2 mm tief gekerbten Achats unter langsamem Drehen der Scheibe mit der Hand. Bei dem nun beginnenden eigentlichen Schneiden darf man niemals den Stein gewaltsam gegen die besetzte Scheibe drücken, denn die winzigen Diamantsplitter können nur ein ganz bestimmtes, ihrer Größe und Zahl entsprechendes Quantum Material wegfräsen. Dieses Quantum wird durch Druck nicht wesentlich vergrößert, während bei erhöhtem Druck eine Deformierung der dünnen Scheibe nur zu leicht zu befürchten ist. Man darf auch nicht erwarten, daß weicher Marmor sich erheblich schneller schneiden lasse als etwa harter Granit. Dem Diamant gegenüber sind die meisten Mineralien nicht sehr verschieden in der Härte; hier gilt nur die Größe der fräsenden oder hobelnden Diamantsplitter.

Wenn auch eine solche Schneidemaschine die Präparation erleichtert, so wird man sich doch häufig, besonders wenn es auf die Richtung nicht ankommt, ohne sie behelfen können und dann an dem zu untersuchenden Material mit dem Hammer dünne Splitter absprengen. Bei Stufen, die eine Erschütterung nicht ertragen können, gebraucht man zuweilen die von *R. Fueß* zu beziehende, in Fig. 10 abgebildete Quetschmaschine, die ihre hauptsächlichliche Verwendung zum Formatisieren von Sammlungsstücken findet. Das Gesteinsstück wird zwischen die beiden aus bestem Stahl gefertigten, kräftigen Schneiden *a* und *a*₁ gebracht, von denen die letztere durch Schraube *s* und Führungsstück *b* bewegt wird. Bei Stücken, die einen größeren Kraftaufwand erfordern, benutzt man noch eine längere (in der Figur abgebrochen gezeichnete) Stange *H*.

6. Herstellung von Dünnschliffen. Unter Dünnschliff versteht man eine planparallele Platte eines Minerals oder Gesteins von in der Regel 20—50, selten von 10 μ Dicke¹⁾, deren Herstellung auf sehr mannigfaltige Art geschehen kann. Schon 1780 stellte der in Berlin tätige *C. A. Gerhard*, in welchem *Fischer*²⁾ den anonymen Verfasser einer Abhandlung „Entdeckung einer dem Kreuzstein wesentlichen Entstehungsart der Kreuzfigur“ erkannte, dünne Durchschnitte her, um die Strukturverhältnisse des Chistoliths zu erforschen. Dieses Verfahren, das sich auf die Beobachtung im auffallenden Licht beschränkte, wurde zunächst nicht weiter verfolgt. Dagegen wurde 1815 durch *Cordier*³⁾ die Untersuchung eines gröblich zerkleinerten Mineral- oder Gesteinpulvers mit dem Mikroskop nach vorausgegangener Scheidung der Mineralgemengteile durch einen Schlämmprozeß und mit nachfolgender chemischer Behandlung bedeutend vervollkommenet und mit großem Erfolg angewandt. Etwas später entdeckte *William Nicol*, der Erfinder des nach ihm benannten Polarisationsprismas, im Kanadabalsam ein für Mineralpräparate vorzüglich geeignetes durchsichtiges Kittmittel. Er darf den Ruhm für sich in Anspruch nehmen, zuerst eine Methode zur Herstellung von eigentlichen Dünnschliffen zur Untersuchung im durchfallenden Licht angegeben zu haben. Sie ist von *Witham* 1831 ausführlich mitgeteilt worden⁴⁾, blieb indessen noch längere Zeit auf die Untersuchung an fossilen Hölzern beschränkt. Zwanzig Jahre später wurde ungefähr

¹⁾ Der Mikroskopiker bedient sich mit Vorteil des μ -Maßes ($1 \mu = 0,001 \text{ mm}$); die Sprache in diesem Maßstab ist kürzer und unmittelbarer verständlich als die in Dezimalen des Millimeters und Zentimeters.

²⁾ *H. Fischer*, Kritische usw. Studien. Freiburg i. Br. 1871. I. Fortsetzung, S. 62.

³⁾ Journ. Phys. 83. 1816. 135. 285. 352. Kurzer Auszug in *Leonhards* Taschenbuch 12. 1818. 441. — Über *Cordier* s. auch *A. Boué* in S. W. A. 47. II. 1863. 457—459.

⁴⁾ Observations on fossil vegetables. Edinburgh and London 1831. Auszug mit der vollständigen Beschreibung der Dünnschliffabrikation in Edinb. Journ. Sc. 5. 1831. 183—189.

gleichzeitig und unabhängig voneinander auf dem Kontinent und in England die Dünnschliffabrikation sehr verbessert. Die wichtigen und bald allgemein anerkannten Untersuchungen *H. C. Sorbys* auf diesem Gebiet gehen bis auf das Jahr 1850 zurück¹⁾. Die mehr im Verborgenen gebliebenen Bestrebungen des Privatgelehrten *Oschatz* in Berlin beginnen 1851²⁾. Er erreichte mit seinen Dünnschliffen die auch heute nur selten übertroffene Dünne von $\frac{1}{100}$ Linie, also von etwa 22 μ , und wußte auch damals schon leicht lösliche Mineralsalze wie Carnallit unter Anwendung ätherischer Öle hinlänglich dünn herzustellen. Unter den ausführlichen Beschreibungen der Dünnschliffabrikation in den folgenden Jahrzehnten seien besonders diejenigen von *F. Zirkel* (1863)³⁾, *H. Vogelsang* (1867⁴⁾, *H. Rosenbusch* (1873)⁵⁾, *H. C. Sorby* (1877)⁶⁾ und *J. Ern. Ady* (1886)⁷⁾ erwähnt. Hier mögen die Methoden angegeben werden, die eine längere eigene Erfahrung kennen gelehrt hat. Aus einem Gestein schlägt man möglichst frische Handstücke — falls es sich nicht gerade um das Studium der Verwitterungsprodukte handeln sollte — und an diesen wählt man wieder die Stellen ohne Spuren von Verwitterung aus. Ist man im Besitz einer gut funktionierenden Schneidemaschine, so fertigt man immer zuerst eine Platte so dünn an, wie es die Festigkeit des Gesteins erlaubt, oder man stellt mit dem Hammer möglichst dünne Splitter von wenigstens 3 qcm großem Querschnitt her. Splitter oder Platten seien ohne Risse und Sprünge, denn sonst zerreißen sie bei den weiteren Manipulationen und man hat vergebliche Arbeit gehabt. Eine der breiten Flächen eines solchen Splitters wird nun aus freier Hand eben und glatt geschliffen. Man kann sich hierbei einer festliegenden Gußeisenplatte mit Karborundum bedienen, doch sind die Schleifmaschinen mit Fuß- oder Motorbetrieb bequemer, da sonst die Arbeit recht langsam fortschreitet. Solche Maschinen sind in großer Zahl konstruiert und beschrieben worden, z. B. von *J. G. Bornemann* und *L. G. Bornemann jr.*⁸⁾, *C. Leiß*⁹⁾, *G. F. Herbert Smith*¹⁰⁾ u. a. Die Vereinigung dieser Schleifmaschinen mit den Schneidemaschinen des § 5 ist nicht zu empfehlen, so oft sie auch von den mechanischen Werkstätten angeboten werden, denn die Operation des Schleifens der Gesteine ist besonders in den Vorstadien weit gröber und unsauberer als die feine

¹⁾ Q. J. G. S. 7. 1850. 1—6; 14. 1858. 453—500; N. J. 1861. 769—771.

²⁾ Z. D. G. G. 3. 1851. 382; 4. 1852. 13; 6. 1854. 261; 7. 1855. 5; 8. 1856. 308. 314. 534; Ref. N. J. 1856. 50; 1857. 720; *W. B. Carpenter*, The microscope. 7. Aufl. London 1891. 990.

³⁾ S. W. A. 47. I. 1863. 227—229.

⁴⁾ Philosophie d. Geol., Bonn 1867. 225—228.

⁵⁾ Diese Physiographie. 1. Aufl. 1873. 5—10.

⁶⁾ Monthly Microscop. Journ. 7. Febr. 1877. Anniversary adress.

⁷⁾ Min. Mag. 6. 1886. 127—132.

⁸⁾ Z. D. G. G. 25. 1873. 367—373.

⁹⁾ *C. Leiß*. Die opt. Instrumente. 1899. 268.

¹⁰⁾ Min. Mag. 16. 1913. 317—325.

Arbeit des Schneidens mit der Diamantscheibe. Eine für unsere Zwecke sehr geeignete Schleifmaschine, die in der Metallindustrie vielfach gebraucht wird, zeigt Fig. 11. Hier sind an dem rechten Achsenende zwei Karborundscheiben von verschiedener Korngröße je für Naß- und Trockenschleifen aufeinander gelegt, während an dem linken Ende eine Kreissäge angebracht ist, wie man sie für andere Zwecke immerwährend in einem mineralogisch-petrographischen Institut gebraucht. Die in Fig. 11 abgebildete Maschine hat sich seit 12 Jahren bewährt und wurde von *Delisle & Ziegele* in Stuttgart unter der Bezeichnung Schleif- und Kreissägemaschine Modell B Nr. 2 c mit grober Scheibe 300×20 mm, Korn 40, Härte $\frac{3}{4}$ h, und mit feiner Scheibe 300×25 mm, Korn 150, Härte 1 bezogen. Die doppelte Karborundscheibe ist von einem großen Blechmantel umgeben, der das Spritzen über den Arbeitsraum verhindert. Die Maschine arbeitet mit Motorbetrieb und führt schnell zu einer durch den ganzen Splitter sich erstreckenden ebenen Schlieffläche, die man auf einer Spiegelglasplatte oder auf einer eisernen Richtplatte (Fig. 12) unter Anwendung feinen Karborundums oder Schmirgels vollkommen glättet, jedoch ohne sie zu polieren. Im Heidelberger Institut wird der Reihe nach



Fig. 11.

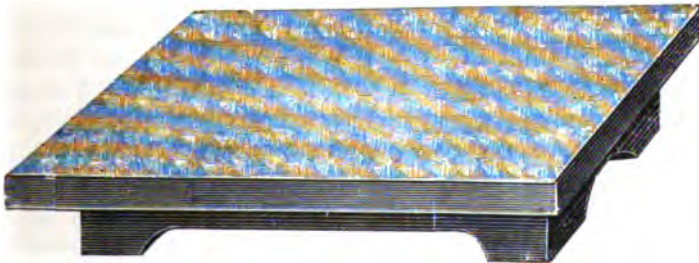


Fig. 12.

mit Karborundum Nr. 80 (Korngröße zumeist $250\text{--}400 \mu$), Nr. 200 (Korngröße zumeist $50\text{--}100 \mu$), „60 Minuten“ (Korngröße zumeist 10 bis 25μ) oder schließlich auch mit feinstem Schmirgel von etwa 5μ Korngröße geschliffen und geglättet. Darauf wäscht man den Splitter und zumal die angeschliffene Fläche mit einem harten Pinsel in Spiritus säuberlichst ab, spült ihn in reichlichem Wasser, trocknet ihn mit einem leinenen Tuche und bürstet ihn wieder mit einem harten Pinsel in Spiritus, um anhängende Tuchfäserchen zu entfernen. Nunmehr kittet

man den Splitter mit der angeschliffenen Fläche auf ein 3—4 mm dickes und 4 × 6 cm großes Schleifglas mittelst Kanadabalsams oder eines anderen geeigneten Kittes (s. Seite 15) auf. Die üblichen Objektträger von 1—2 mm Dicke sind beim Schleifen gewöhnlich zu dünn und biegen sich unter dem Druck der Finger zu leicht, sodaß man in den späteren Stadien des Schleifprozesses die Ränder des Schliffes wegschleift, während die Mitte dick bleibt. Von manchen wird auch ein etwa 2 cm dicker Glasblock mit abgerundeten Ecken empfohlen, da dieser beim Schleifen besser festzuhalten ist.

Den Kanadabalsam wendet man entweder in zähflüssiger Form an und hebt die notwendige Quantität mittelst eines in den Kork des Aufbewahrungsgefäßes eingesteckten Glasstabes heraus oder man benutzt erhärteten Balsam und vermeidet dadurch die sehr widerwärtige Beschmutzung des Arbeitstisches mit der klebrigen Substanz. Man erhärtet den Kanadabalsam einfach in einem Porzellantiegel durch Erwärmung über sehr kleiner Flamme und steckt gegen Ende des Prozesses einen Glasstab in die zähflüssige Masse. Nach Erkaltung und ganz kurzer kräftiger Erwärmung des Tiegels hebt man den harten Balsamkegel mit diesem Glasstab aus dem Tiegel. Genaue Vorschriften über das Maß der Eindickung des Kanadabalsams lassen sich nicht geben, da das Produkt nicht genügend einheitlich in den Handel kommt. Mancher Balsam kocht bei etwas 215° unter ständiger Veränderung seiner Zusammensetzung. Eine ausgezeichnete Sorte von *E. Merck* in Darmstadt verlor nach 3stündiger Erwärmung im Porzellantiegel auf dem Wasserbad zunächst 19% an Gewicht. Eine weitere 5 Minuten dauernde Erwärmung auf Asbestscheibe über kleiner Bunsenflamme ließ den Verlust auf 37% steigen, führte aber trotzdem zu einem noch etwas zu weichen Balsam. Eine abermalige Erwärmung der letzteren Art während 5 Minuten steigerte diesen Gewichtsverlust auf 39% und ergab ein etwas zu hartes Produkt. Eine andere Sorte erreichte schon bei 34% Gewichtsverlust die richtige Konsistenz. Man muß also mit dieser Härtung durch Einkochen sehr vorsichtig sein, um ein gutes Kittmittel zu erhalten. Auch ist zu bedenken, daß der Brechungsindex des Balsams von seiner Zusammensetzung abhängt. Hierüber sind, außer gelegentlichen Äußerungen in den früheren Auflagen der „*Physiographie*“, Untersuchungen von *J. E. Wolff*¹⁾, *F. E. Calkins*²⁾ und *W. T. Schaller*³⁾ veröffentlicht worden. Eingehender hat sich *E. A. Wülfing*⁴⁾ mit dieser für die mikroskopische Mineraldiagnose wichtigen Konstanten beschäftigt. Danach sollte bei einiger Übung in der Herstellung des passenden Balsams seine Lichtbrechung bei 18° nur zwischen 1,534 und 1,540 schwanken oder $1,537 \pm 0,003$ betragen. Dieser Wert vermindert (erhöht) sich für je 1° höhere (tiefere)

1) Amer. Journ. 5. 1898. 349.

2) Science, 30. 1909. 31. Dez.

3) Zentralbl. f. Min. usw. 1910. 390—391.

4) S. H. A. 1911. A. 20. Abh. 26 S.

Temperatur um 0,00033. Die mit der Zeit eintretende Veränderung des Balsams in Konsistenz und Lichtbrechung beschränkt sich auf seine Oberfläche und geht so langsam vor sich, daß 40jährige Präparate noch im Innern weichen Balsam enthalten können, wenn auch die äußere Haut spröde geworden ist.

Einen vorzüglichen, dem reinen Kanadabalsam, bei dem Schleifprozeß mehr als bei dem Einkitten, vorzuziehenden Kitt erhält man durch Zusammenschmelzen von Balsam und Schellack. 200 g gebleichter und gepulverter Schellack und 70 g roher Kanadabalsam werden in einer geräumigen Porzellanschale auf dem Wasserbad erwärmt und so lange mit einem Glasstab durcheinander gerührt, bis sich der Schellack im Balsam gelöst hat. Nach dieser 1 bis 2 Stunden dauernden Operation läßt man so weit erkalten, daß man die Faden ziehende Masse eben anfassen und durch Rollen zwischen den Händen zu handlichen Stäben von etwa 1 cm Durchmesser



Fig. 13.

und 20—30 cm Länge formen kann. Ein Fabrikat von ähnlicher Zusammensetzung wird von der Firma *Fueß* hergestellt. Ein anderes, zuerst Lithokoll, später Kollolith genanntes Kitt- und Präpariermittel wird seit 1913 von *Voigt & Hochgesang* in Göttingen in den Handel gebracht. Es soll aus Kopalharz

bestehen und dadurch, daß es bei der Fabrikation alle leicht flüssigen Stoffe verloren hat, bei 200° ohne Blasenbildung schmelzen. Im Heidelberger Institut ist es üblich, alle Präparate mit reinem Kanadabalsam oder mit dem Gemisch von Balsam und Schellack zu kitten. Eine einmal ausprobierte Arbeitsmethode wird man nicht gern durch eine andere ersetzen, weil man sich doch auf jede wieder von neuem einarbeiten muß.

Das Aufkitten des Splitters geschieht in folgender Weise. Man bestreicht das wohl gereinigte und auf einem Kittofen erwärmte Schleifglas mit einer kontinuierlichen, nicht allzu dünnen Haut des zur Verwendung bestimmten Kittes. Die früher gebräuchlichen kleinen Kittöfen (Fig. 13) sind besser durch die Konstruktion in Fig. 14 zu ersetzen, die im Heidelberger Institut seit Jahren erprobt worden ist. Hier geschieht die



Fig. 14.

vollkommen gleichmäßige Erwärmung der 16 cm breiten von einem Holzrahmen umgebenen Metallfläche dadurch, daß letztere den Deckel eines hartgelöteten Kessels bildet, in welchem Pseudocumol vom Siedepunkt 160—170° durch einen kleinen Bunsenbrenner zum Sieden gebracht wird. Die Kondensation des verdampfenden Cumols erfolgt durch den am langen Glasrohr erkennbaren Luftkühler. Gleichzeitig mit dem Bestreichen des Schleifglases erwärmt man an der Lampe in einer Pinzette den Splitter mit der angeschliffenen Fläche nach oben, um die dünne daran kondensierte Feuchtigkeits- und Gasschicht zu entfernen, und legt dann den unter der Lupe untersuchten und rein befundenen Splitter mit der angeschliffenen Fläche auf den Balsam. Nun läßt man erkalten, indem man den Schliff mit einer Messer- oder Ahlenspitze am Herabgleiten vom Kanadabalsam hindert. Stets hat es sich bewährt, erst dann den Schliff fest auf die Glasplatte zu drücken, wenn im Balsam keine Blasenentwicklung mehr stattfindet, da sonst nur zu leicht größere Luftblasen eingeschlossen werden, die fast mit Gewißheit bei fortgesetzter Operation ein Abreißen des Schliffs vom Objektträger bewirken. Sind trotz aller Vorsichtsmaßregeln nach dem Erkalten noch Luftbläschen unter der Schlißfläche, so muß man eben geduldig wieder erwärmen und die Operation wiederholen, bis keine Bläschen mehr da sind. Ungeduld in diesem Falle wird sich wohl ausnahmslos durch noch größeren Verlust an Zeit und Arbeit rächen.

Bei manchen wasserhaltigen Mineralien, zumal bei Zeolithen, muß man den Kanadabalsam allein kochen und erst nach eintretender Temperaturerniedrigung den Splitter auflegen, weil das Mineral sonst leicht Wasser verlieren und undurchsichtig werden würde; oder aber man bedient sich zum Festkleben des Präparats einer von *E. Merck* in Darmstadt erhältlichen Auflösung von Kanadabalsam in Xylol und bringt diese durch Verdunstung des Lösungsmittels, die sich allerdings nur langsam vollzieht, zum Erstarren. — Ist das Schleifglas mit dem Schliff nun vollständig erkaltet, so beginnt man mit der Herstellung der zweiten Schlißfläche, die in derselben Weise wie die erste ausgeführt wird. Man setzt diese Operation so lange auf der Schleifmaschine fort, wie dies unbeschadet der Sicherheit des Präparats geschehen kann; es gelingt meistens schon hier, das Präparat annähernd durchsichtig zu machen. Dann behandelt man den Schliff zuletzt wieder auf der Glasplatte mit feinem Karborundum oder Schmirgel und Wasser. Die Schleiffläche der Glasplatte soll womöglich ganz eben und keinesfalls konkav sein, damit die Mitte des Präparats nicht gar zu wesentlich dicker bleibe als seine Ränder. Da sich eine Glasplatte stark abnutzt und sehr bald konkav werden kann, muß man beim Schleifen darauf achten und für möglichst gleichmäßige Inanspruchnahme Sorge tragen.

Das Ende der Schleifoperation hängt von der Feinkörnigkeit des Gesteins und den damit anzustellenden Beobachtungen ab. Im allgemeinen kann man den Schliff als vollendet ansehen, wenn man durch denselben

nach Befeuchtung mit Wasser feine Schrift deutlich lesen kann — ein Stadium, das selbstverständlich je nach dem Grade der Durchsichtigkeit der Substanz früher oder später eintritt. Liegt ein grobkörniges Gestein vor, so darf der Schliff für vorläufige Untersuchungen allenfalls eine Dicke von 50μ haben. Ist aber ein feinkörniges Gestein zu präparieren, so muß der Schleifprozeß bis zur Grenze der Haltbarkeit des Schliffes fortgesetzt werden — eine Grenze, die man zu seinem Unheil allerdings sehr leicht überschreitet. Ein eigentliches Polieren des Schliffes etwa auf Leder mit *Caput mortuum* ist nicht nur nicht nötig, sondern hier und da geradezu mißlich, weil dann die charakteristischen Erscheinungen, die mit dem Unterschied der Lichtbrechung von Mineral und Einbettungsmittel zusammenhängen, nicht so deutlich hervortreten. — Wenngleich ein solches Präparat nach gehöriger Reinigung bereits ein leidliches Beobachtungsobjekt abgibt, so ist es doch in allen Fällen schon der Aufbewahrung wegen ratsam, es auf ein neues, durch Schleifen nicht verletztes Objektglas zu übertragen. Zu diesem Zweck reinigt man den fertigen Schliff durch Waschung mit einem harten Pinsel wieder in Spiritus, nachdem man zuvor den überflüssigen Kanadabalsam mit einer heißen Messerspitze entfernt hat, spült dann rasch in reichlichem Wasser ab, trocknet mit einem leinenen Tuche und fährt wieder mit einem harten Pinsel darüber her. Ränder des Schliffes, die etwa nicht dicht und fest auf dem Objektglas auflagen und unter die also beim Schleifen Schmutz kommen konnte, opfert man besser auf, indem man sie mit einem Messer absprengt. Hat man so den Schliff vollständig gereinigt, so bringt man auf ein neues Objektglas ein Tröpfchen Kanadabalsam, den man gelinde erwärmt, damit er ein wenig zerfließt. Nun erwärmt man wieder auf dem Kittofen gelinde das alte Objektglas mit dem Schliff bis zum Flüssigwerden der Kanadabalsamschicht, hält es über das neue Objektglas und schiebt mittelst einer Messerspitze das Präparat vom alten auf den neuen Objektträger. Zerreißt es unglücklicherweise beim Übertragen, so berücksichtigt man vorläufig nur das größte oder beste Stück. Liegt dieses auf dem Kanadabalsam des neuen Trägers, so erwärmt man ein wenig, sodaß es haftet und läßt dann etwas erkalten, bringt dann ein neues Tröpfchen Kanadabalsam darauf, wobei jeder Überschuß zu vermeiden ist, und bedeckt es mit einem Deckgläschen, dessen Größe der des Schliffes entspricht. Endlich erwärmt man zum letztenmal das Ganze und drückt das Deckgläschen mittelst einer federnden Pinzette fest an. Man setzt dabei die zusammengedrückten Spitzen derselben auf die Mitte des Präparats und läßt sie dann durch Nachgeben der Finger nach den Seiten sich wiederholt in verschiedener Richtung über das Deckgläschen hin öffnen. So wird man es leicht erreichen, daß kein Luftbläschen unter dem Präparat bleibt, widrigenfalls man die Operation eben wiederholen muß. — Zwei Stückchen eines zerrissenen Präparats unter ein Deckgläschen zu bringen, ist stets eine mißliche, selten gelingende Arbeit. — Wünscht man möglichste Eleganz der Präparate, so entfernt man den an den Rändern des

Deckgläschens überflüssigen Kanadabalsam mit einer heißen Messerspitze, wäscht in Spiritus und spült in reichlichem Wasser ab.

Gelegentlich wird man die Bedeckung mit Kanadabalsam besser vermeiden, wenn es z. B. gilt, die Begrenzung von Hohlräumen gut zu sehen, die durch Auswittern von Radiolarien, Spongiennadeln usw. in Hornsteinen zurückbleiben. Man bedeckt dann den Schliff mit Wasser und legt das Deckglas auf¹⁾, oder man verwendet an Stelle des Kanadabalsams ein Öl von annähernd gleichen Brechungsverhältnissen, wenn man die Beobachtung ähnlich der in Kanadabalsam ausführen und nachher irgendeine chemische Reaktion an dem Schliff vornehmen will. Von Objektträgern sind solche des Gießener Vereinsformats 28×48 mm (nicht aber des englischen Formats 26×76 mm) zu empfehlen, damit man auf dem Mikroskopisch eine volle Drehung ohne Hindernis vornehmen kann. Das früher verbreitetere sog. Heidelberger Format 30×30 mm ist nicht



Fig. 15.

zu empfehlen, da es zu wenig Raum für die Etiketten läßt. Das Eingravieren von Fundorten mit einem Schreibdiamanten in die Objektträger, wofür schließlich Raum genug bliebe, bietet dem Entziffern von weniger bekannten Namen manche Schwierigkeiten. Die Aufbewahrung der Präparate geschieht häufig in Holzkistchen mit gekerbten Einsätzen von einer Breite und Weite, die den Objektgläsern entspricht. Für bequeme Handhabung soll man die Schiffe nicht zu eng stellen und sie auch zur besseren Uebersicht der Etiketten nicht vertikal, sondern schräg nach dem Muster des in Fig. 15 abgebildeten Kästchens hintereinander folgen lassen. Für sehr große Sammlungen haben sich Schränke mit 100 Schubfächern für je 100 Dünnschliffe, also im ganzen für 10 000 Dünnschliffe bewährt. Die Schubfächer sind so bemessen, daß sie beim Mikroskopieren auf dem Arbeitstisch neben dem Mikroskop Platz finden. Einer von den im Heidelberger Institut gebauten Schränken ist in Fig. 16, ein Schubfach daraus in Fig. 17 abgebildet.

¹⁾ Vgl. *Th. Wisniowski*, Verh. k. k. geol. Reichsanst. 1889. 195.

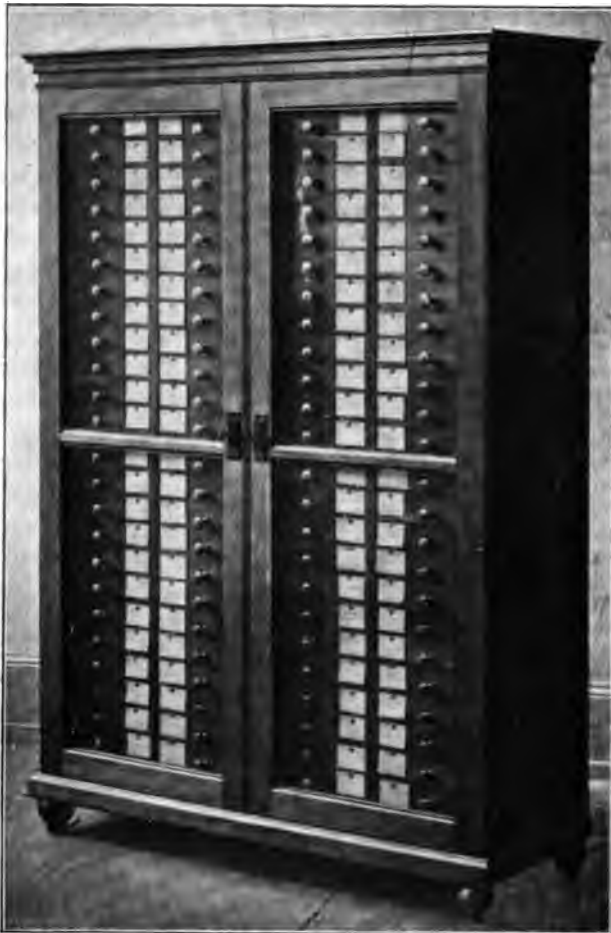


Fig. 16.



Fig. 17.

Übrigens ist seit vielen Jahren die Herstellung von Gesteins- und Minerale dünnschliffen auch Gegenstand industrieller Tätigkeit geworden,
2*

und die hohe Eleganz und Vollkommenheit der Präparate, wie sie z. B. in Deutschland die Firma *Voigt & Hochgesang* in Göttingen liefert, verdient alle Anerkennung. Immerhin muß man nicht vergessen, daß, ganz abgesehen von den möglichen Verwechslungen in den Werkstätten, dem Forscher eine nicht unbedeutende Anzahl von oft sehr willkommenen Beobachtungen über Härte, Strichpulver usw. entgeht, wenn er die Herstellung seines Beobachtungsmaterials nicht wenigstens teilweise selbst übernimmt.



Fig. 18.

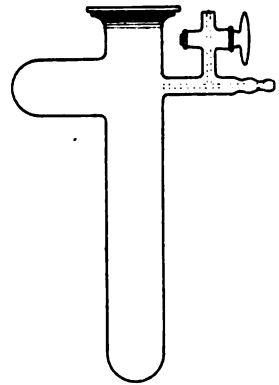


Fig. 19.

Bei lockerem Material, das zwar einigen Zusammenhang besitzt, aber dem Schleifprozeß nicht genügend standhalten würde, kocht man die Splitter vorher in Kanadabalsam und behandelt sie, nachdem sich alle Höhlungen mit Balsam angefüllt haben, wie oben. Hierbei ist es nun mit dem bloßen Kochen meistens nicht getan, weil die Luft aus den kapillaren Räumen doch nicht entfernt wird und der Balsam daher meistens nicht in die Tiefe dringt. Vielmehr muß man diese Tränkung im Vakuum vornehmen, wozu der von *E. A. Wülfing* angegebene, in Fig. 18 und 19 abgebildete Apparat zu empfehlen ist¹⁾. Er besteht aus dem

¹⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1920. 314—318.

Wasserbad, der Wasserstrahlluftpumpe, dem Manometer, dem Erlenmeyerkolben und dem zylindrischen, tubulierten Glasgefäß, das in der älteren Form im Wasserbad in Fig. 18 steht und in der neueren Form in Fig. 19 abgebildet ist. Dieses Gefäß hat eine ganze Höhe von 20 cm und eine lichte Weite von 3 cm sowohl im Hauptrohr als auch in dem seitlichen Tubus. In der neuen Form ist, um die Verwendung der jetzt so schwierig zu beschaffenden großen Gummistopfen zu vermeiden, der seitliche Tubus zugeschmolzen und das obere Ende des Rohrs durch eine aufgeschliffene Glasplatte geschlossen, die mit wasserfreiem Schaffett (Lanolin ohne Wasser) eingerieben ist.

Der reine und vollkommen trockene Gesteinssplitter wird nach Abheben der Glasplatte durch die obere Öffnung des Vakuumrohrs in den seitlichen Tubus gebracht. Der Kanadabalsam von passender Konsistenz, wie er vorher durch längeres Erhitzen im Wasserbad und im Vakuum präpariert wurde (s. auch oben Seite 14), befindet sich einige Zentimeter hoch im Hauptrohr. Nach dieser Beschickung legt man die eingefettete Glasplatte wieder auf, schließt den seitlichen Hahn, macht den Kanadabalsam durch Erhitzen des Wasserbades flüssig und stellt durch die Wasserstrahlpumpe ein gutes Vakuum her. Nachdem dieses durch einige Zeit auf etwa 40 mm Quecksilberdruck gebracht ist, läßt man durch ein leichtes Kippen des Glasrohrs den Gesteinssplitter in den heißen und flüssigen Kanadabalsam fallen. Ein geringes Aufschäumen infolge der gewöhnlich noch am Splitter haftenden kleinen Luftmengen ist bald überstanden. Man erwärmt noch etwa 10 Minuten im Wasserbad; läßt die Luft durch Öffnen des Hahns einströmen und stellt nun erst die Saugpumpe ab. Dieses Abstellen darf nicht vorher geschehen, weil sonst das Wasser in das evakuierte Gefäß zurücksteigen würde. Eine derartige Kalamität ist bei stark schwankendem Wasserdruck manchmal nicht zu vermeiden, weshalb der tubulierte Erlenmeyerkolben eingeschaltet ist, der das zurücksteigende Wasser nicht auf den Balsam gelangen läßt. Man entfernt nun die Glasplatte und nimmt alsbald mit einem passenden in Fig. 18 seitlich abgebildeten Haken den Splitter aus dem noch flüssigen Balsam, den man gut abtropfen läßt, heraus, und unterwirft ihn nach Abkühlung dem Schleifprozeß wie gewöhnlich.

Ueber die bei petrographischen Untersuchungen erforderliche Größe (oder Anzahl) der Dünnschliffe hat *R. Grengg* Betrachtungen angestellt¹⁾, indem er in einem beliebig orientierten Haufwerk die Zahl der Durchschnitte eines Minerals berechnet, die nach den Annahmen der Wahrscheinlichkeitsrechnung einen Schnitt von bestimmter Lage erhoffen läßt. Er fand, daß bei einer großen Zahl richtungslos angeordneter Durchschnitte eines und desselben optisch einachsigen Minerals im Mittel auf je 65 beliebig orientierte Körner ein Korn entfällt, das einen Achsenaustritt im Spielraum von $\alpha = 10^\circ$ um den tatsächlich normalen Aus-

¹⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 31. 1914. 70—83.

tritt zeigt. Wollte man also Beobachtungen an Körnern dieser Lage anstellen, so müßte der Schliff so groß sein, daß er mindestens 65 Körner dieser Mineralart enthielte. Für andere Werte von α berechnen sich andere Zahlen. Alle günstigen Schnittlagen können durch zwei diametral gegenüberliegende Kalotten versinnbildlicht werden, die je einem Kugelsektor von $2\alpha^\circ$ Zentriwinkel angehören. Dann folgt, wenn R der Kugelradius ist,

$$\frac{\text{mögliche Fälle}}{\text{günstige Fälle}} = \frac{\text{Oberfläche der Kugel}}{\text{Oberfläche der beiden Kalotten}} \\ = \frac{4\pi R^2}{4\pi R^2(1 - \cos \alpha)} = \frac{1}{1 - \cos \alpha}.$$

Für Schnitte parallel der optischen Achse, die zur Ermittlung der maximalen Doppelbrechung $\varepsilon - \omega$ dienen, lassen sich analoge Berechnungen durchführen. Der Bereich der günstigen Fälle ist hier eine Äquatorzone, deren Breite durch den Winkel α als Ausmaß der noch erlaubten Abweichung beiderseits vom Äquator bestimmt ist. Hier ergibt sich

$$\frac{\text{mögliche Fälle}}{\text{günstige Fälle}} = \frac{\text{Kugeloberfläche}}{\text{Äquatorzone}} = \frac{4\pi R^2}{4\pi R^2 \sin \alpha} = \frac{1}{\sin \alpha}.$$

Man gelangt so zu folgenden Zahlen für einachsige Mineralien:

Schnitte mehr oder weniger senkrecht zur optischen Achse, mit Abweichung von α°	Erforderl. Zahl der Schnitte, unter denen einer von der geforderten Lage zu erhoffen ist:	Schnitte mehr oder weniger parallel zur optischen Achse, mit Abweichung von α°	Erforderl. Zahl der Schnitte, unter denen einer von der geforderten Lage zu erhoffen ist:
2°	1642	2°	29
6°	182	6°	9
10°	65	10°	6
14°	33	14°	4
18°	20	18°	3
22°	14	22°	2½
26°	10	26°	2
30°	7½	30°	2

Ähnliche Überlegungen hat *R. Grengg* bei zweiachsigen Mineralien angestellt.

7. Präparation loser Massen. In manchen Fällen, wo die Natur die zu untersuchenden Stoffe im Zustande loser Massen liefert (als Sande, vulkanische Aschen usw.), oder wo ihre lockere Zusammensetzung die Herstellung eines Dünnschliffes nicht erlaubt (wie bei Ton, Lehm usw.), oder endlich, wo man zur Einzeluntersuchung der Mineralelemente eines Gesteins diese künstlich auf chemischem oder mechanischem Wege getrennt hat, kommt es bei der Wahl des einen oder andern Verfahrens zur

Herstellung des Beobachtungsmaterials vorzüglich darauf an, ob man mehr die äußere Form oder mehr die innere Struktur erforschen will. In jedem Fall empfiehlt es sich, nur Pulver von sehr annähernd gleichem Korn zur Untersuchung zu verwenden; man erhält solches leicht dadurch, daß man das gesamte Pulver, nach Abscheidung des feinsten Staubes durch wiederholtes Aufrühren in Wasser und Abgießen desselben durch eine Reihe von Sieben mit abnehmender Maschenweite laufen läßt.

Will man in erster Linie die äußere Form des Pulvers studieren, so empfiehlt es sich, die losen Massen in einem Medium aufzubereiten, dessen Brechungsindex bedeutend unter dem der festen Körper liegt; man wird sich also zunächst des Wassers bedienen. Stets trage man Sorge, daß in dem Wassertropfen auf dem Objektglas nicht zu viel Pulver suspendiert werde und gebe dem Wasser durch ein lose aufgelegtes Deckgläschen eine ebene Oberfläche. Eine zu starke Anhäufung des zu untersuchenden Pulvers in dem Wasser führt immer zu einer lästigen, die Beobachtung sehr erschwerenden Zusammenballung.

Wenn dagegen vorwiegend die innere Struktur Gegenstand des Studiums ist, so wird man die bei Anwendung des Wassers vielfach auftretende Totalreflexion zu vermeiden haben und daher ein Medium anwenden, dessen Brechungsindex dem des betreffenden Minerals möglichst gleich ist; man wird also eine der weiter unten bei der *Schroeder van der Kolk*schen Einbettungsmethode genannten Flüssigkeiten benutzen. Sehr häufig bedient man sich auch in diesem Falle des Kanadabalsams ($n = 1,537$) in geschmolzenem oder gelöstem Zustand und rührt das Pulver in denselben ein. Doch empfiehlt sich dieses Verfahren wenig, da sich das Pulver besonders beim Kochen des Balsams regelmäßig zusammenballt. Man vermeidet diesen Übelstand, wenn man das Objektglas mit einer dünnen Haut gekochten Kanadabalsams überzieht und nach deren Erkaltung das Pulver darüber streut. Ist man mit der Verteilung zufrieden, so erwärmt man das Objektglas ein wenig, damit die Körnchen eben fest am Balsam haften, bedeckt darauf das Ganze mit einem oder mehreren Tropfen einer Lösung von Kanadabalsam in Xylol und drückt auf das Ganze ein Deckgläschen.

Für sehr weiche und lockere Gesteine empfiehlt *A. Wichmann*¹⁾ folgendes Verfahren. Man schabt ein Stück mit einem Messer eben und reibt die so hergestellte Fläche auf einer trockenen matten Glasplatte glatt, klebt sie mittelst gekochten Kanadabalsams, den man auf dem Objektträger bis zur Zähflüssigkeit hat abkühlen lassen, auf diesem fest und schabt nun wieder mit dem Messer soviel von dem Stück ab, daß nur ein dünnes Blättchen übrig bleibt. Das gut gereinigte Präparat wird mit einigen Tropfen einer Lösung von Kanadabalsam in Xylol bedeckt und das Deckgläschen darauf gedrückt. Das Präparat erscheint alsdann hinreichend durchsichtig.

¹⁾ T. M. P. M. 5. 1883. 33, Anmerkung.

Sehr einleuchtend ist das von *Steenstrup* angegebene Verfahren¹⁾ zur Herstellung von Dünnschliffen aus Tonen. Er klebt eine an dem Ton hergestellte ebene Fläche mittelst einer Lösung von Balsam in Aetheralkohol auf Glas und bricht nach dem Erhärten des Kittes den Ton einfach ab. Dabei bleibt eine äußerst dünne Tönhaut am Kitt haften, die man unter einem Wasserstrahl noch dünner machen kann. Da durch das Schleifen der zuerst aufgekitteten Tonfläche die Struktur des Tongesteins natürlich unkenntlich geworden ist, so kittet man, wo dieses vermieden werden soll, die durch das Abbrechen des Tonstücks erhaltene Bruchfläche auf ein neues Objektglas, bricht wieder ab, macht die hängenbleibende Tonschicht dünner unter einem Wasserstrahl und legt das Deckglas auf. So hat man ein zweites Präparat ohne jede wirkliche Schlißfläche. Die Mineralpartikel im Ton liegen genau so, wie sie von der Natur gelegt wurden. Geschliffene Tonflächen darf man nicht mit einem Pinsel, sondern nur durch einen Luftstrom von den lose aufliegenden Teilchen reinigen.

8. Dünnschliffe von Mineralpulver. Für manche Beobachtungen und Bestimmungen sind unregelmäßig eckige Körner auch bei Anwendung von passenden Einbettungsmitteln nicht geeignet und man bedarf durchaus planparalleler Blättchen. Man kann diese nach *Thoulets* Angaben²⁾ dadurch erhalten, daß man das zu untersuchende Pulver etwa mit dem zehnfachen Volumen Zinkoxyd innig mengt und dann soviel einer konzentrierten Lösung von Kalisilikat zufügt, daß man einen dicken Brei erhält. Diesen Brei formt man in einem wenige Millimeter hohen Bruchstück einer Glasröhre mit ebenen Rändern, das man auf ein Blatt Papier stellt und nach Füllung oben mit Papier zudeckt, zu einem Kuchen. Nach 2—3 Tagen ist die Masse eingetrocknet und fest genug, um daraus einen Dünnschliff herstellen zu können.

Nach einer Angabe von *P. Mann*³⁾ kann man auch das Mineralpulver in einer aus Zinkoxyd und Phosphorsäure gekneteten Kugel schleifen.

Ein weit besseres, viel weniger Material erforderndes Verfahren, bei dem die kleinen Dünnschliffe der Körner in Kanadabalsam eingebettet liegen und demnach unter den gewöhnlichen Bedingungen beobachtet werden, hat *F. Stöber* angegeben⁴⁾. Er erwärmt auf einem Deckglas, das auf einem Objektträger lose aufliegt, einen Tropfen Kanadabalsam, der sich während des Erwärmens auch zwischen Deckglas und Objektträger ausbreiten darf, und bestreut diesen Balsam mit den zu schleifenden Körnern. Bevor der Balsam noch ganz erhärtet ist, wird er mit einem

¹⁾ Tyndpröver af lér. Geol. Fören. Förh. 12. 1890. 647—648.

²⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 2. 1879. 188—189.

³⁾ N. J. 1884. II. 187.

⁴⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 22. 1899. 61—66.

kleinen Stück Pauspapier bedeckt und mit einem sehr eben geschnittenen Stück Kautschuk (wenig gebrauchter Radiergummi oder Gummistopfen tun gute Dienste) ziemlich stark gedrückt. Damit der Kautschuk vollkommen eben bleibt, legt man auf seine Oberfläche einen Objektträger oder irgendeine ebene Platte. Nach der Erhärtung des Balsams wird der Kautschuk entfernt und das Pauspapier durch Abreißen ebenfalls möglichst beseitigt. Darauf schleift man den Kanadabalsam mit feinem Schmirgel so weit herunter, bis eine genügende Zahl der zu untersuchenden Körner angeschliffen ist. Nun entfernt man das Deckglas vom Objektträger durch schnelles Erwärmen des letzteren und erwärmt auf einem andern Objektträger einen Tropfen Kanadabalsam, der in möglichst dünner Lage ausgebreitet wird, indem man mit der Kante eines andern Objektträgers darüber streicht. Auf diese dünne Balsamschicht legt man die angeschliffene Fläche des ersten Präparats, erwärmt vorsichtig und drückt beide Gläser — Objektglas und Deckglas — mit dem Kautschuk aufeinander. Nach dem Erkalten wird das Deckglas entfernt, indem man eine Messerklinge zwischen beide Gläser einklemmt, wobei die Körner mit ihrer angeschliffenen Fläche auf dem Objektglas liegen bleiben. Um diese Berührung ganz innig zu machen, wiederholt man die Operation mit Pauspapier und Kautschukstempel und schleift dann die Körner von der oberen Seite bis zur erforderlichen Feinheit herunter.

9. Dünnschliffe von Salzgesteinen. Schon *Oschatz* hat 1856 (s. Seite 12) angegeben, wie man von Carnallit und derartigen leicht löslichen Mineralsalzen Dünnschliffe herstellen kann. Später hat *H. E. Boeke* bei seinen salzpetrographischen Studien¹⁾ dieses Verfahren wieder aufleben lassen und auf die Vermeidung nicht nur des Wassers, was ja selbstverständlich ist, sondern auch des Alkohols hingewiesen, weil das schnelle Verwittern des Carnallits und Kieserits unter dem Deckglas einiger Dünnschliffe wahrscheinlich auf die Benutzung des Alkohols zurückzuführen sei. Auch *M. Naumann* warnt vor der Verwendung von Alkohol, der vor allem Chlormagnesium löse²⁾. Unter den Ölen empfiehlt er nach ungünstigen Resultaten mit Petroleum, das den Kanadabalsam löst, Erdnußöl. Man schleift am besten auch zu Anfang auf einer matten Glasplatte mit verschiedenen Schmirgelsorten. Zur Reinigung dienen Öl, Äther und Xylol. Es bedarf keiner Betonung, daß bei Kristallwasserhaltigen Verbindungen der Kanadabalsam nicht zu heiß anzuwenden ist. Ferner hat sich *E. Korreng*³⁾ in *Th. Liebischs* Institut bei seinen Untersuchungen von Schmelzen mit der Dünnschliffabrikation vertraut gemacht und zum Schleifen Sandpapiere von verschiedenen Feinheitsgraden (1. 0, 00), ferner zum Nachschleifen und Polieren matte, ebene Glasscheiben mit Rizinusöl am besten geeignet befunden. Zum Einbetten muß

¹⁾ Übersicht usw. der Kalisalzlagertstätten. Berlin 1909. 30.

²⁾ N. J. BB. 32. 1911. 594—595.

³⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1913. 108.

der Balsam leicht gehärtet sein, weil im gewöhnlichen Balsam manche Chloride sehr bald Hydrate bilden. Künstliche Schmelzen, die sehr hygroskopisch oder zur Dünnschliffabrikation zu brüchig sind, läßt man direkt aus der Schmelze in einer dünnen Schicht zwischen zwei Deckgläsern kristallisieren. Sehr feinkörnige Schmelzen, deren Bestandteile nur 2—5 μ groß werden, können nicht im durchfallenden Licht untersucht werden, weil zu viele Schichten übereinanderliegen. Hier kann man nach *Zemczuzny* im reflektierten Licht beobachten und auf diese Weise noch feine Strukturelemente erkennen¹⁾.

10. Orientierte Schliche. Die Ermittlung der optischen Konstanten an doppelbrechenden Kristallen, wie sie im zweiten Teilband dieses Buches in reicher Fülle zu finden sind, verlangt Präparate in orientierter Lage. Zu ihrer Herstellung muß das Kristallfragment Begrenzungselemente besitzen, die eine Orientierung möglich machen; es muß also im allgemeinen zwei Flächen tragen, gegen die unter vorgeschriebenen Winkeln eine dritte Fläche anzuschleifen ist. Zur Lösung dieser Aufgabe sind viele Konstruktionen von *Wolz* (*Rauff*)²⁾, *Fueß*³⁾, *Wülfing*⁴⁾, *Tutton*⁵⁾, *Brunée*⁶⁾, *Halle*⁷⁾, *Stöber*⁸⁾, *Wulff*⁹⁾, *Großpietsch*¹⁰⁾, *V. Goldschmidt*¹¹⁾ und *Wright*¹²⁾ vorgeschlagen worden. Sie lassen sich in zwei Gruppen trennen, je nachdem der den Kristall tragende Orientierungsapparat mit der Schleifscheibe zwangsläufig verbunden ist, oder mit ihr nur in losem, aber für die Lage der anzuschleifenden Fläche doch in eindeutigen Zusammenhang steht. Zu der einen Gruppe gehören die Apparate von *Wolz*, *Fueß*, *Tutton*, *Brunée*, *Goldschmidt* und *Wright*, zu der andern die von *Wülfing*, *Halle*, *Stöber*, *Wulff* und *Großpietsch*. Bei der ersteren kann während der Herstellung des Schlichs entweder nicht gut oder nur durch komplizierte Mechanismen eine Kontrolle auf die Richtigkeit der verlangten Flächenlage ausgeübt werden; bei der letzteren ist dies leicht ausführbar. Die Instrumente von *Tutton*, *Goldschmidt* und *Wright* sind Vereinigungen von Goniometern, Orientierungsapparaten und Schleifvorrichtungen. Die solide Ausführung dieser drei Einheiten einzeln und in ihrer Lage zueinander läßt sich nur mit sehr erheblichen Mitteln bewerkstelligen. Das Instrument von *Tutton* paßt sich der einkreisigen, das von *Goldschmidt* und von *Wright* der zweikreisigen Goniometrie an.

¹⁾ Zeitschr. f. anorg. Chem. **57**. 1908. 267.

²⁾ N. J. 1888. II. 243—246.

³⁾ N. J. 1889. II. 181—185.

⁴⁾ Z. X. **17**. 1890. 445—459; N. J. 1901. II. 1—22.

⁵⁾ Z. X. **24**. 1895. 431—454; **25**. 1896. 79—85; **31**. 1899. 458—467.

⁶⁾ Katalog der Firma *Voigt & Hochgesang* von 1896. S. 36.

⁷⁾ N. J. 1896. II. 252.

⁸⁾ Bull. Acad. R. Belg. (3). **33**. 1897. 843—858; Z. X. **54**. 1915. 456—457.

⁹⁾ Z. X. **36**. 1902. 22—23; **50**. 1912. 14—16.

¹⁰⁾ T. M. P. M. **29**. 1910. 439—444.

¹¹⁾ Z. X. **51**. 1912. 358—361.

¹²⁾ Journ. Washington Acad. Sc. **5**. 1915. 35—41.

Der *Wülfingsche* Schleifapparat kann bei einkreisigem und bei zweikreisigem Goniometer verwendet werden. Er wird in zwei Größen hergestellt, von denen man der größeren Ausführung den Vorzug bei widerstandsfähigen Kristallen, der kleineren den bei zerbrechlichem Material gibt. Er setzt sich, wie Fig. 20 zeigt, im wesentlichen aus drei Teilen zusammen: dem Schleifdreifuß, dem Libellendreifuß und der Niveauplatte. Der Schleifdreifuß besteht aus einem Messing- (oder Aluminium-) Rahmen von rechteckig-gleichschenkliger Form, der an den Enden der Hypotenuse von zwei Stellschrauben *T* und *R* im Abstand von $7\frac{1}{2}$ cm durchbohrt ist und in der Nähe des rechten Winkels den Kristallträger *k*₁, der mit der Mutter *M* festgeschraubt wird, aufnimmt. Dem Apparat ist

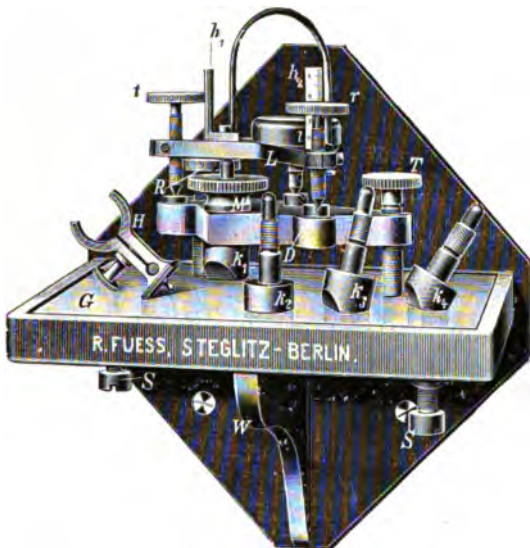


Fig. 20.

ein Satz solcher Kristallträger *k*₁, *k*₂, *k*₃ usw. beigegeben, deren Endflächen von 5° zu 5° verschieden geneigt sind, um bei passender Wahl die vorläufige Orientierung des Kristalls auf dem Dreifuß zu erleichtern. Auf diesem Dreifuß steht auf drei vorspringenden, mit passenden Vertiefungen versehenen Stahlpfannen der mittelst des Griffs *B* abnehmbare Libellendreifuß *L*, der die empfindliche, durch die Mikrometerschrauben *r* und *t* einstellbare Dosenlibelle *l* trägt. Diese in Spitzen auslaufenden Mikrometerschrauben sind in Steighöhe und Abstand vom dritten Stützpunkt so bemessen, daß eine einmalige Umdrehung beider Schrauben eine Neigung von 1° zur Folge hat. Denkt man sich also den Libellenfuß in symmetrischer Lage vor sich aufgestellt, sodaß die eine Schraube rechts, die andere links und der dritte Stützpunkt gerade vor dem Beschauer, ihm zu- oder abgewandt liegt, so wirken die Schrauben *r* und *t* in der Weise, daß bei einmaliger Umdrehung beider Schrauben im

gleichen Drehungssinn eine Neigung der Libelle von 1° um eine von rechts nach links laufende Achse erfolgt, während bei einmaliger Umdrehung beider Schrauben im entgegengesetzten Sinn, bei der also die eine Schraube rechts, die andere links herumgedreht wird, die Neigung der Libelle von 1° um eine von vorne nach hinten laufende Achse erfolgt. Diese Neigung ist zwar für verschiedene Schraubstellungen nicht theoretisch genau 1° , kommt aber diesem Wert doch genügend nahe. Die Form der auf einer Wandkonsole liegenden Niveauplatte ist aus Fig. 20 zu erkennen. Sie besteht aus einer Spiegelglasplatte G , die mittelst zweier Schrauben S und eines dritten nicht sichtbaren Stützpunktes genau horizontal gestellt werden kann und dann ein für allemal in dieser Lage bleibt.

Die Arbeitsmethode mit diesem Apparat besteht nun darin, daß man einen mit passender Endfläche versehenen Kristallträger auswählt und hierauf den Kristall nach Augenmaß und unter gelegentlicher Benutzung eines Anlegegoniometers so aufkittet, daß die anzuschleifende

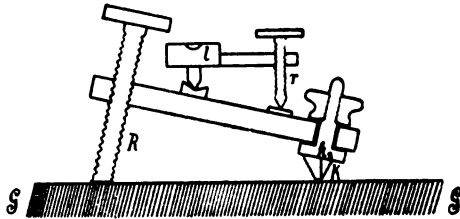


Fig. 21.

Fläche ungefähr dem Rahmen des Dreifußes parallel läuft. Die Schrauben R und T sorgen dann für weitere bestmögliche Lage zur Schleifplatte, nachdem der Schleifdreifuß auf diese aufgesetzt ist. Wenn nun hierbei fehlerhafte Orientierungen bis zu 5° oder 6° vorkommen, so soll es die Aufgabe des Apparates und der Arbeitsmethode sein, den Kristall aus dieser fehlerhaften Stellung gegen die Schleifplatte in die richtige zu bringen. Das Verfahren ist verschieden, je nachdem man mit einkreisigem oder zweikreisigem Goniometer arbeitet. Im ersten Fall wird zuerst eine winzig kleine, höchstens $\frac{1}{2}$ mm große Fehlerfläche angeschliffen und poliert, was in manchen Fällen einige Minuten, in anderen nicht einmal eine Minute Zeit erfordert. Zur Ermittlung der fehlerhaften Lage dieser kleinen Fehlerfläche bleibt der Kristall unverändert auf dem Schleifdreifuß und wird mit diesem zusammen mittelst einer passenden, in Fig. 20 bei H sichtbaren Klammer auf das einkreisige Goniometer gebracht. Das Gewicht des ganzen Schleifdreifußes beträgt in seiner massivsten Ausführung in Messing 270 g, in Aluminium 170 g und bei einem kleineren Modell sogar nur 70 g.

Angenommen, die Messung habe ergeben, daß an dem Kristall K (Fig. 21) die zuerst angeschliffene Fläche um α° falsch liege und daß man

eine richtige Lage erhalte, wenn man die Schraube R diesem Winkel α entsprechend verlängerte, so bemerkt man bald, daß sich hierzu die Schraube R nicht eignet, weil der Abstand des Kristalls K von R mit jedem anders aufgekitteten Präparat wechselt und auch das Ende von R durch den Schleifprozeß stets verändert wird. Stellt man aber den Schleifdreifuß mit dem darauf in bestimmter Lage befindlichen Libellenfuß auf die Niveauplatte G in Fig. 20 oder 21 und bringt die Libelle durch Bewegung der Schrauben r und t (nicht etwa R und T !) zum Einspielen, so kann man nun die erforderliche Winkelbewegung mit den in Spitzen auslaufenden Schrauben der Libelle, hier also mit r , quantitativ ausführen. Diese Neigung muß aber am Libellenfuß in umgekehrtem Sinn geschehen und alsdann erst auf den Schleifdreifuß in richtigem Sinn übertragen werden, wenn man jetzt mittelst der Schraube R die Libelle von neuem zum Einspielen bringt. Bei der umgekehrten Lage von Schleifdreifuß und Libellendreifuß sind die Längen an den Schrauben R und r gleichartig zu ändern. Wenn also der Kristall K in Fig. 21 um α^0 im Sinne des Uhrzeigers gedreht werden soll, so nimmt man diese Drehung zunächst mit der Libelle in umgekehrtem Sinn vor, verlängert also Schraube r und dreht alsdann erst die Schraube R des Schleifdreifußes, bis die Libelle wieder einspielt, verlängert sie also ebenfalls.

Die mannigfachen Aufgaben, die bei dem Orientierterschleifen auftauchen, lassen sich auf folgende vier typische Fälle zurückführen:

Erster Fall. Legung einer Fläche in eine Zone.

Zweiter Fall. Legung einer Fläche außerhalb der Zone zweier gegebener Flächen und symmetrisch zu beiden.

Dritter Fall. Legung einer Fläche außerhalb der Zone zweier gegebener Flächen und unsymmetrisch zu beiden.

Vierter Fall. Herstellung planparalleler Platten.

Im ersten Fall dreht man den Kristallträger mit dem darauf sitzenden Kristall, bevor man ihn auf dem Schleifdreifuß festklemmt, derart, daß die Zone AB , in die die neue Fläche gelegt werden soll, in der durch Fig. 22 wiedergegebenen Lage des Schleifdreifußes RT von vorne nach hinten läuft. Nachdem eine kleine Fehlerfläche F angeschliffen ist, wird deren Abweichung innerhalb und außerhalb der Zone mit den Beträgen CF_1 und F_1F auf dem einkreisigen Goniometer festgestellt und die nötige Korrektur in folgender Weise angebracht. Man stellt den Schleifdreifuß mit dem Kristall und mit den unteren Schraubenden nach oben, also umgedreht, vor sich auf den Arbeitstisch und entwirft über dem Kristall eine stereographische Projektion. Diese aus freier Hand ganz flüchtig ausgeführte Skizze hat nur den Zweck, keine Zweifel über den Sinn der vorzunehmenden Korrekturen aufkommen zu lassen. Weiter hat man sich zur Vermeidung von Verwechslungen, die hierbei gar zu leicht entstehen, vorzustellen, daß sich über dem Schleifdreifuß die Schleifplatte befindet, daß also alles umgekehrt wie

beim Schleifen liegt. Bei dieser Anordnung — Schleifdreifuß umgedreht unten, Schleifplatte oben — nimmt man nun im Anschluß an die stereographische Projektion mit der Schleifplatte in Gedanken diejenigen Neigungen vor, die erforderlich sind, damit bei der Zukunftslage dieser Schleifplatte nicht die eben angeschliffene Fehlerfläche F , sondern die gesuchte richtige Fläche C entsteht. Dabei dreht man — zunächst immer nur in Gedanken — nicht um beliebige Achsen, sondern um die beiden Achsen vorne-hinten und rechts-links, die schon bei dem Libellenfuß auf S. 27/28 besprochen wurden. Ein Zahlenbeispiel wird zum Verständnis der Operationen beitragen. Angenommen, die Schleifplatte müßte um 1° um die Achse vorne-hinten gedreht werden, damit in Fig. 22 nicht F , sondern F_1 angeschliffen wird, so wäre der Schraubenfuß T um 1° länger, der andere R um 1° kürzer zu stellen. Angenommen ferner, die Schleifplatte hätte sich um 2° um eine Achse rechts-links zu drehen, damit beim Schleifen nicht F_1 , sondern C entsteht, so wären jetzt beide

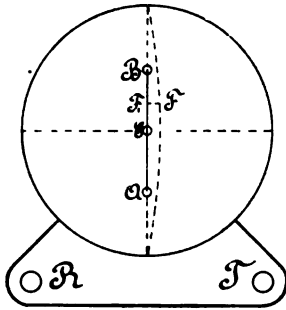


Fig. 22.

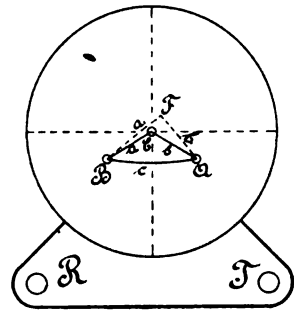


Fig. 23.

Schraubenfüße T und R um 2° zu verkürzen. In Summa wäre also zu korrigieren:

Schraube $T = +1^\circ$ und -2° , also zusammen $= -1^\circ$.

Schraube $R = -1^\circ$ und -2° , also zusammen $= -3^\circ$.

Diese Korrekturen sind nun aber wieder nicht an den Stellschrauben T und R , sondern an den korrespondierenden Libellenschrauben t und r auszuführen und dann durch Vermittlung des Libellendreifußes und der Niveauplatte auf T und R zu übertragen, ohne daß man sich in jedem Einzelfall über den Zusammenhang weitere Gedanken macht; alle raumorientierenden Überlegungen während der mechanischen Operationen führen bekanntlich nur zu oft zu fehlerhaften Deduktionen. Man setzt also den Schleifdreifuß mit vorläufig noch gänzlich unveränderter Stellung seiner beim Anschleifen der Fehlerfläche in gewisser Lage befindlichen Schrauben T und R auf die Niveauplatte, bringt darüber den Libellenfuß zum Einspielen, ändert von dieser Lage aus die Schrauben t und r um -1° und -3° und läßt endlich wiederum die

Libelle mit Hilfe der Schrauben *T* und *R* einspielen. Die neue Stellung des Schleifdreifußes wird beim Schleifen an Stelle der Fläche *F* die Fläche *C* entstehen lassen.

Im zweiten Fall dreht man den Kristallträger mit Kristall derart, daß die beiden Orientierungsflächen *A* und *B* eine nach Augenmaß symmetrische Lage zum Schleifdreifuß *RT* einnehmen (Fig. 23). Nach Herstellung der Fehlerfläche *F* und Messung der Winkel a_1 und b_1 auf dem Goniometer erfolgt die Korrektur zunächst wieder in Gedanken mit der Schleifplatte, wie dies im ersten Fall beschrieben wurde. Nun hat aber eine Drehung um die Achse vorne-hinten im Betrag von z. B. 1° nicht zur Folge, daß a_1 um 1° kleiner und b_1 um 1° größer wird, sondern die Wirkung ist geringer und hängt von dem Winkel der Orientierungsflächen *A* und *B* zueinander ab und von den Winkeln, die die geforderte Fläche *C* mit jenen bildet. Man muß die vorzunehmenden Korrekturen mit einem soviel mal höheren Betrag ausführen, als die Faktoren in der nachstehenden Tabelle angeben.

Faktorentabelle

für die an dem Libellendreifüß auszuführenden Korrekturen.

		Normalenwinkel der gegebenen Flächen gegeneinander										
		165°	150°	135°	120°	105°	90°	75°	60°	45°	30°	15°
Normalenwinkel der gesuchten Fläche gegen die gegebenen Flächen	90°	7,6 └1,0	3,9 └1,0	2,6 └1,1	2,0 └1,1	1,6 └1,3	1,4 └1,4	1,3 └1,6	1,1 └2,0	1,1 └2,6	1,0 └3,9	1,0 └7,6
	80°		5,2 └1,0	2,9 └1,1	2,1 └1,1	1,7 └1,2	1,4 └1,4	1,3 └1,6	1,2 └2,0	1,1 └2,6	1,0 └3,9	1,0 └7,6
	70°			5,5 └1,0	2,6 └1,1	1,9 └1,1	1,5 └1,2	1,3 └1,3	1,2 └1,5	1,1 └1,9	1,0 └2,5	1,0 └3,7
	60°					2,5 └1,1	1,7 └1,2	1,4 └1,4	1,2 └1,7	1,1 └2,3	1,0 └3,4	1,0 └6,7
	50°						2,6 └1,1	1,7 └1,3	1,3 └1,5	1,2 └2,0	1,1 └3,0	1,0 └6,0
	40°							3,2 └1,0	1,6 └1,3	1,2 └1,7	1,1 └2,5	1,0 └5,2
	30°									1,6 └1,3	1,2 └2,0	1,0 └4,1
	20°										1,6 └1,3	1,1 └3,1
	10°											1,6 └1,4
			Die über den Winkeln stehenden Zahlen kommen bei einer Bewegung der Fehlerfläche von vorne nach hinten, die rechts von den Winkeln stehenden Zahlen bei einer Bewegung der Fehlerfläche von rechts nach links zur Anwendung.									

Hat man sich beispielsweise die Aufgabe gestellt, an einem Kalkspatrhomböder die Basis anzuschleifen, so ist der Winkel der Orientierungsflächen $AB = 74^\circ 55'$ und der Winkel der neuen Fläche *C* gegen *A* oder *B* $= 44^\circ 36\frac{1}{2}'$. Man hat also mit Faktoren zu rechnen, die nach obiger Tabelle für die Bewegung vorne-hinten zwischen 1,7 und 3,2, für die Bewegung rechts-links zwischen 1,3 und 1,0 liegen. Die Werte mögen

hier etwa 2,0 und 1,2 sein. Wenn also ferner beispielsweise für die Fehlerfläche F gefunden wurde

$$a_1 = 47^\circ 42' \text{ und } b_1 = 44^\circ 38',$$

so wäre zur symmetrischen Stellung a_1 um $1^\circ 32'$ zu verkleinern und b_1 um den gleichen Betrag zu vergrößern, wonach die neue Fläche unter $46^\circ 10'$ gegen A und B läge. Man darf nun wegen der kleinen hier vorkommenden Winkel annehmen, daß diese Lage von $46^\circ 10'$ durch eine Drehung der Schleifplatte um eine Achse vorne-hinten, also durch Verlängerung von T und Verkürzung von R , zu erreichen ist. Alsdann wäre noch die Schleifplatte um einen gewissen Betrag von hinten nach vorne zu neigen, damit die neue Fläche nicht mehr je $46^\circ 10'$, sondern je $44^\circ 36\frac{1}{2}'$ mit A und B einschließt. Dazu ist eine Neigung von $1^\circ 34' \times 2,0$ erforderlich. So gelangt man also zu folgenden Korrekturen für die

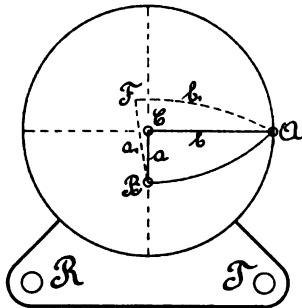


Fig. 24.

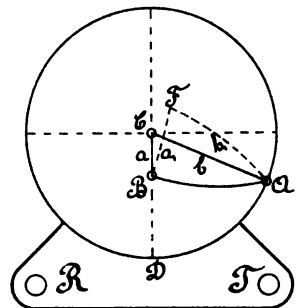


Fig. 25.

Schrauben T und R , die aber wiederum nicht an diesen Schrauben, sondern zunächst an den korrespondierenden Libellenschrauben auszuführen sind:

$$\text{Schraube } T = +1^\circ 32' \times 1,2 - 1^\circ 34' \times 2,0 = -1^\circ 18'.$$

$$\text{Schraube } R = -1^\circ 32' \times 1,2 - 1^\circ 34' \times 2,0 = -4^\circ 58'.$$

Nachdem man nun wieder wie im vorigen Fall den Schleifdreifuß auf die Niveauplatte und den Libellenfuß obendrauf zum Einspielen gebracht hat, muß man von diesen Stellungen der t - und r -Schrauben aus eine Verkürzung um $1^\circ 18'$ und $4^\circ 58'$ vornehmen und darauf die Libelle mittelst der Schrauben T und R abermals zum Einspielen bringen. Die neue Stellung des Schleifdreifußes wird beim Schleifen die gesuchte Fläche C entstehen lassen.

Der dritte Fall umfaßt eine Reihe von Einzelfällen, bei denen aber nicht selten die gegebenen Flächen A und B senkrecht zueinander liegen und die gesuchte Fläche C wenigstens gegen eine der gegebenen Flächen (A) ebenfalls senkrechte Lage hat. Dieser Fall tritt z. B. ein, wenn im monoklinen System A als Längsfläche und B als Querdomenfläche gegeben und eine andere Querdomenfläche anzuschleifen ist. Der

Kristall wird dann nach der in Fig. 24 projizierten Lage aufge kittet und die Korrektur ($a_1—a$) sowie ($b_1—b$) wie im ersten Fall mit dem einfachen oder ganzen Betrag angebracht.

Eine Variante dieses dritten Falls ist in Fig. 25 stereographisch projiziert, wo die Flächen A und B sich unter schieferm Winkel schneiden. Man korrigiert dann in der Richtung vorne-hinten mit dem ganzen Betrag ($a_1—a$), während man in der Richtung rechts-links die anzubringende Korrektur ($b_1—b$) mit einem Faktor multipliziert, der wieder der Tabelle auf S. 31 zu entnehmen ist. Man muß dazu nur noch den Winkel AD oder vielmehr seinen doppelten Betrag kennen, den man in genügender Genauigkeit auf graphischem Wege findet. Übrigens gelangt man bei solchen etwas komplizierteren Fällen auch durch ein systematisches Tasten sehr schnell zum Ziel.

Der vierte Fall hat es mit der Herstellung planparalleler Platten zu tun. Man wählt unter den Kristallträgern den mit gerader

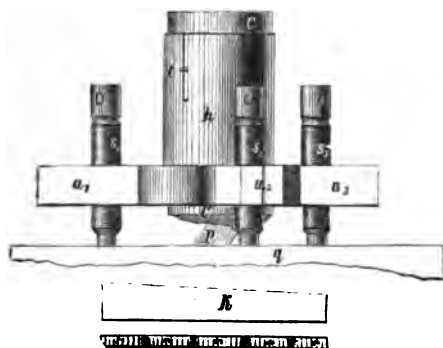


Fig. 26.

Endfläche (k_2 in Fig. 20) und bringt die Enden der Schrauben T und R mit dieser Fläche genau in eine Ebene. Man erreicht diese Einstellung sehr annähernd, wenn man den Dreifuß auf ein Spiegelglas stellt und unter dem Kristallträger, auf dem jetzt noch kein Kristall aufge kittet ist, durchvisiert. Für die höchste Genauigkeit schleift man diese Endfläche, ohne zu polieren, noch einmal neu an, was in einer Minute geschehen ist. Alsdann stellt man den so hergerichteten Dreifuß, also immer noch ohne Kristall, auf die Niveauplatte G , bringt die aufgesetzte Libelle zum Einspielen und weiß nun, daß diese Einspielung der Libelle wieder erreicht werden muß, wenn die zweite Fläche eines Präparats der ersten, auf den Kristallträger gekitteten, parallel laufen soll.

Zum Planparallelschleifen größerer Platten kann eine in Fig. 26 abgebildete Fues'sche Vorrichtung nützlich sein. Die drei Schrauben s_1 s_2 s_3 werden so gestellt, daß ihre unteren Enden der unteren Fläche des verschiebbaren Zylinders C , auf die der Kristall gekittet wird, parallel laufen. Diese Einstellung soll erfolgen, wenn a_1 a_2 a_3 gleich weit von der

Schleifplatte abstehen, was durch einen Meßkeil k leicht zu kontrollieren ist.

Bei allen Schleifoperationen mit dem Dreifuß der Fig. 20 tut man gut, die Schrauben R und T ein klein wenig kürzer zu stellen als sie bei der eigentlich angestrebten Lage der neuen Fläche sein sollten. Man gibt also der Libelle in ihrer Lage auf dem Schleifdreifuß und auf der Niveauplatte einen geringen Ausschlag, um dann das genaue Einspielen durch den Schleifprozeß selbst, der den Kristall stärker als die Stahlschrauben angreift, herbeizuführen. Die Sorge, daß man bei der ungleichen Abnutzung von Kristall und Stahlschrauben eine fortwährende Änderung der Lage des Kristalls gegen die Schleifplatte zu befürchten hätte, hat sich als unbegründet erwiesen. Im Gegenteil ist das Schleifen auf dem Dreifuß sogar bei der Herstellung planparalleler Platten dem auf dem *Fueßschen* Parallelschleifer (Fig. 26) entschieden vorzuziehen, solange es sich um die üblichen, höchstens $\frac{1}{2}$ cm erreichenden Dimensionen optischer Präparate handelt. Wer dies einmal erkannt hat, wird auch die Methoden von *Wulff*, *Großpietsch* und *Stöber* (l. c.) vereinfachen und das orientierte Schleifen mit dem Dreifuß in folgender Weise der zweikreisigen Goniometrie anpassen. Am besten eignet sich hierzu das zweikreisige Goniometer der *Czapkischen* Konstruktion, bei dem der Äquator horizontal liegt und die Polachse also vertikal steht. Man bedarf dann nur noch einer Klammer, die den Schleifdreifuß mit dem Kristall und den Schraubenenden T und R nach oben bequem auf das Instrument aufzusetzen erlaubt. Die anzuschleifende, also einstweilen noch nicht vorhandene Fläche ist polar oder parallel zum Äquator des Instrumentes zu stellen, was mit Hilfe zweier Orientierungsflächen immer möglich und auch ohne Zeitverlust ausführbar ist, wenn man die eine dieser Flächen der Achse des einen Justierzylinderschlittens annähernd parallel stellt. Nachdem diese Polarstellung erreicht ist, legt man eine Glasscheibe auf den Dreifuß, also auf den Kristall und die Enden der beiden Stellschrauben T und R , die ja alle drei nach oben gerichtet sind, und bewegt nun diese Schrauben so lange, bis auch die Glasscheibe polar steht. Etwaige Störungen in der Lage des Schleifdreifußes auf dem Goniometer sind durch Wiederholung der Operation zu beseitigen. Jetzt befinden sich Kristall und Stellschrauben in einer solchen Lage am Dreifuß, daß bei dessen Bewegung auf einer Schleifplatte die gesuchte Fläche sofort entsteht. Will man die Fläche tiefer in den Kristall hinein verlegen, so geschieht dies wieder unter sinngemäßer Verwendung des Libellendreifußes und der Niveauplatte.

Zum Aufkitten von Kristallen beim Schleifen wird Kanadabalsam oder der S. 15 erwähnte Kitt aus Schellack und Kanadabalsam verwendet. *O. Großpietsch* (l. c.) empfiehlt ein von der Firma *Knoll & Co.* in Ludwigshafen hergestelltes Präparat, Resinit genannt, das im wesentlichen aus Phenol und Formaldehyd besteht und unter Zusatz von schwachen Säuren und Erhitzen auf 60° — 80° zu einer harten, ziemlich indifferenten Masse

erstarrt. Auch wird von dem gleichen Forscher *Woodson* Legierung verwendet, deren normalerweise zwischen 60° und 70° liegender Schmelzpunkt sich durch einen geringen Zusatz von Quecksilber noch bedeutend erniedrigen läßt. *G. Wulff* (l. c.) benutzt eine bei 52° schmelzende Mischung von einem Teil Kolophonium und vier Teilen Wachs.

11. Ebene und polierte Flächen. Der physikalische Vorgang beim Schleifen und Polieren ist noch nicht vollständig aufgeklärt. Der Schleifprozeß ist wohl als eine Abnutzung zu betrachten, wobei harte Körner über die abzuschleifende Platte gleiten und rollen und dabei Furchen ziehen und Gruben hineinsprengen. Wenn die Querdimensionen dieser Furchen und Gruben unter die Größenordnung der Lichtwellenlängen herabsinken, so entstehen einheitliche Reflexe, die die rauhe Fläche als poliert erscheinen lassen. Nach *J. Thoulet*¹⁾ soll das Poliermittel die beim Abschleifen stehen gebliebenen Kanten abtragen und dadurch ebene Flächen erzeugen. Das Poliermittel dürfe dabei weicher sein oder dem zu polierenden Körper höchstens an Härte gleichkommen. *G. T. Beilby*²⁾ führt das Zustandekommen der Politur bei Legierungen auf eine Bewegung in der obersten Metallschicht zurück. *F. Osmond*³⁾ unterscheidet bei dem Polieren von Metalloberflächen das Grobschleifen mit Schmirgel von dem Feinschleifen mit Polierrot. Er glaubt, daß die Adhäsion der beiden Körper — Poliermittel und zu polierender Körper — eine größere Rolle spielt als der Unterschied der Härte⁴⁾. Die modernen Metallographen scheinen allgemein der Ansicht zu sein, daß bei dem Polieren von Erzen und Metallen eine Verschiebung der oberflächlichen Teile des Schliffes erfolgt und daß die Wälle zwischen den Furchen abgetragen, die Furchen dabei aber ausgefüllt werden. Ausführliche Mitteilungen macht *H. Schneiderhöhn* in seiner Arbeit über „die mikroskopische Untersuchung undurchsichtiger Mineralien und Erze usw.“⁵⁾, wo er sagt, daß als Poliermittel nur ganz weiche Substanzen verwendet werden, die eine mechanisch abschleifende Wirkung gar nicht hervorrufen können. Man hat es bei der Erzeugung solcher Polituren wohl mit einem andern Prozeß zu tun, als bei der Herstellung von ebenen glänzenden Flächen auf Quarz, Glas, Kalkspat u. dgl. — Wertvolle Angaben über die Anfertigung von Schliffpräparaten von Metalllegierungen finden sich auch in der „Mikrochemischen Technik“ von *H. Behrens*, 1900. 57—61.

Der große Vorzug der Verwendung des Schleifdreifußes besteht in der Sicherheit, mit der man selbst bei geringer Übung vollkommen ebene Flächen anschleift. Bei einfacheren Aufgaben, wenn z. B. an einen

1) Bull. Soc. Min. Fr. 3. 1880. 63—65.

2) Proc. Roy. Soc. 72. 1904. 218—225. Ref. Z. X. 41. 1906. 389.

3) *F. Osmond*, Mikrographische Analyse der Eisen-Kohlenstofflegierungen. Übersetzt aus dem Französischen von *L. Heurig*. Halle a. S. 1906.

4) *F. Osmond* und *G. Cartaud*, C. R. 139. 1904. 290—292. Ref. N. J. 1906. I. 8.

5) N. J. BB. 43. 1920. 400—438, insbesondere 413.

Kristall mit gut ausgebildeter Zone eine Fläche genau in diese Zone, sonst aber beliebig zu legen ist, oder wenn es sich bei isotropen Körpern überhaupt nicht um eine bestimmte Orientierung handelt, kann der einfache, in Fig. 27 in $\frac{1}{3}$ der wirklichen Größe abgebildete Dreifuß empfohlen werden. Das Prinzip dieses Schleifens mit einem Dreifuß sollte ganz all-

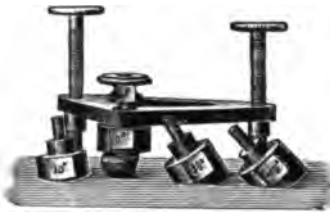


Fig. 27.

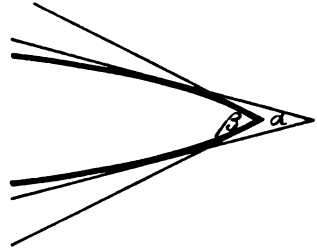


Fig. 28.

gemein anerkannt werden, weil das Schleifen aus freier Hand oder in Kork oder auf einem Objektträger oder dgl. nur zu leicht krumme Flächen entstehen läßt. *W. Voigt* hat schon 1881¹⁾ auf die Gefahr hingewiesen, die durch die Verwendung gekrümmter Prismenflächen bei der Bestimmung von Brechungsindizes entsteht. Besonders verhängnisvoll können solche

Krümmungen bei schwer durchsichtigen Mineralien werden, wo der als brechender Winkel des Prismas gefundene Wert der mittleren Lage der ganzen mehr oder weniger gekrümmten Prismenflächen, also etwa dem Winkel α in Fig. 28, entsprechen mag, während das hindurchtretende Licht sich nur auf den Teil in der Nähe der scharfen Prismenkante beschränkt und eigentlich zu einem besonderen Winkel β gehört. Man würde in einem solchen Fall einen zu hohen Brechungsindex finden.

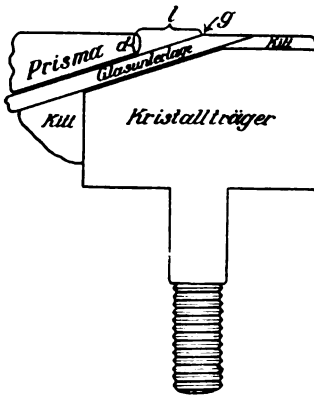


Fig. 29.

Bei stark absorbierenden Kristallen muß man das Anschleifen dieser brechenden Kanten bis zur äußersten Schärfe treiben. Da man nun solche scharfen Präparate gewöhnlich auf einer kleinen, auf dem Schleifdreifuß

mitzuschleifenden Glasunterlage herstellt, so kann man aus dem Abstand l (Fig. 29) der Prismenkante bei d von der stumpfen Glaskante bei g auf die Dicke d der brechenden Kante schließen, wobei man die Kanadabalsamschicht zwischen Prisma und Glas als verschwindend dünn annehmen mag. Nachstehende Tabelle gibt einige Maße, die bei schwer durchsichtigen Mineralien, wie tief gefärbtem Turmalin, Eisenglanz u. dgl., von praktischer Bedeutung werden können, damit man bei aus-

¹⁾ Z. X. 5. 1881. 113—130.

gebrochener Prismenkante das Präparat nicht vorzeitig vom Schleifdreifuß entfernt.

Brechender Winkel	l (s. Fig. 29) in mm				
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
	Dicke d der brechenden Kante an ihrer dünnsten Stelle in μ				
2°	3	7	10	14	17
6°	11	21	32	42	53
10°	18	35	53	70	88
14°	25	50	75	100	125

Zur schnellen Herstellung ebener Polituren genügt aber der Dreifuß allein nicht, es muß auch die zum Schleifen wie zum Polieren dienende Eisen-, Glas-, Harz- oder Pechplatte eine vollkommen ebene Oberfläche haben, eine Forderung, die nicht streng genug erfüllt werden kann. Aus diesem Grunde eignen sich die üblichen Schleifplatten von 30 cm und mehr Seite nicht zur Herstellung unserer Präparate, weil sie, wenn einmal uneben geworden, nicht leicht ohne größere maschinelle Vorrichtung wieder brauchbar gemacht werden können. Am besten sind 2—3 cm dicke und daher sehr wenig biegsame, quadratische Spiegelglasplatten von 15 cm Seite. Solche Platten werden mit angefeuchtetem Karborundum Nr. 80 (250—400 μ Korngröße) vollkommen eben geschliffen, indem man eine Platte auf einer hölzernen Unterlage mit Rahmen und Holzkeilen befestigt und eine andere zum Schleifen benutzt. In kurzem ist das grobe Pulver so weit zerkleinert, daß die Platten eine ganz feine, matt schimmernde Oberfläche erhalten. Die Bewegungen der Platten müssen nun ganz systematisch erfolgen¹⁾. Die obere Platte darf auf der unteren nicht kreisen, weil sonst immer mehr oder weniger sphärische, also je nach dem Druck der Hände in der Mitte vertiefte oder erhöhte Flächen entstehen. Die Platten müssen sich vielmehr geradlinig in fortwährendem Wechsel von vorn nach hinten und von rechts nach links bewegen. Es verlangt schon einige Übung und bei verdorbenen Platten auch erheblichere Kraftanstrengung, um gleichmäßig matte und vollkommen ebene Platten zu erhalten.

Die Prüfung des ebenen Charakters der fein matt geschliffenen Platten geschieht durch ein in Fig. 30 abgebildetes Sphärometer. Dazu stellt man zuerst mit Hilfe eines gut ebenen, dem Sphärometer beigegebenen Spiegelglases die Nullpunktlage des Mittelfußes fest, bei der nämlich dessen Spitze genau in die Ebene der Spitzen der drei Außenfüße fällt. Alsdann prüft man, wieweit die etwaigen Vertiefungen und Erhöhungen der Schleifplatte eine andere Einstellung des Mittelfußes verlangen. Ab-

¹⁾ s. a. F. Hörner, Beiträge zur Kenntnis des Stauroliths. Inaug.-Dissert. Heidelberg 1915. 40—41.

weichungen bis zu 6μ , bei einem Abstand von 45 mm des Mittelfußes von den Außenfüßen, können vernachlässigt werden. Das Aufstoßen des Mittelfußes erkennt man am sichersten an dem Grade der Beweglichkeit des Sphärometers. Solange es auf den drei Außenfüßen allein steht, ist es drehend nicht leicht zu bewegen; sobald aber der Mittelfuß nur $2-3 \mu$ tief „aufstößt“, ist das Instrument viel leichter zu drehen oder läßt auch bei Berührung ein Wackeln hören. Häufige Benutzung des Sphärometers ändert die Spitzen der Füße und verlangt eine Kontrolle der Nullpunktlage. — Die Herrichtung guter Schleifplatten ist immer eine ziemlich mühsame Arbeit, die allerdings durch die Erfolge bei der Herstellung ebener Polituren reichlich aufgewogen wird.

Das Feinschleifen der Präparate geschieht am besten auf Glasmattscheiben von verschiedener Kornfeinheit, bis über die ganze Fläche eines



Fig. 30.

solchen Präparats ein zartes gleichmäßiges Matt sich ausbreitet. Von der sorgfältigen Durchführung dieser Vorarbeit hängt viel ab, damit das Polieren umso schneller erfolgen kann. Dieses Polieren selbst geschieht bei Körpern härter als 4 auch auf Glasmattscheiben und ist bei millimeterkleinen Flächen in wenigen Minuten, bei größeren Flächen in entsprechend längerer Zeit zu erreichen. Man kann sich hier der *Wülfingschen* Schleifmaschine bedienen, die von *F. Hörner*¹⁾ auf ihre Brauchbarkeit geprüft und eingehend beschrieben wurde und in Fig. 31 und 32 abgebildet ist²⁾. Diese automatische Schleif- und Poliermaschine besteht aus dem etwa $\frac{1}{40}$ PS starken Motor *A* mit Vorschaltwiderstand *B* zur Regulierung der Tourenzahl, der Schnurscheibenanlage *C* zu weiterer Verringerung der Tourenzahl des Schleifdreifußes und der Schleifanlage *D*, die in Fig. 32 etwas größer abgebildet ist. Hier wird auf einer fein matt

¹⁾ Dissert. Heidelberg 1915. 33—39.

²⁾ Eine andere Maschine zum Schleifen und Polieren hat *J. Königsberger* konstruiert. Zentralbl. f. Min. usw. 1908. 570—573.

geschliffenen Glasplatte ein Schleifdreifuß leichter Bauart durch eine eigenartige Vorrichtung in nahezu kreisförmigen Bahnen bewegt, wobei das Ganze sich selbst parallel bleibt und also auf der Unterlage ungefähr so rotiert, wie dies beim Schleifen mit der Hand geschehen würde. Der diesem Zweck dienende Mechanismus besteht in der Hauptsache aus einer

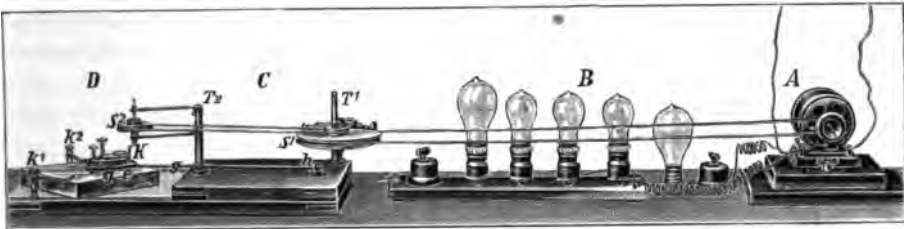


Fig. 31.

Gabel g , die rechts in eine etwa 30 cm lange, in einer Stoffbüchse sich bewegende Stange ausläuft. Zwei Stifte st dieser Gabel, von denen nur der eine vorne in Fig. 32 zu sehen ist, passen in ösen- und schlitzförmige Öffnungen des Dreifußes. Die Verbindung zwischen Gabel und Dreifuß ist also ganz einfach und ziemlich locker; man kann daher den Dreifuß

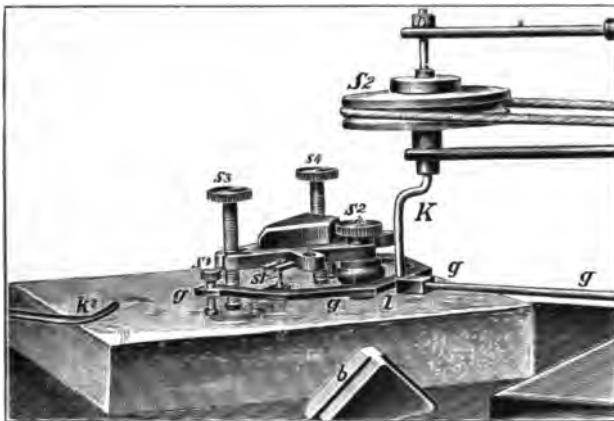


Fig. 32.

jederzeit vom Bewegungsmechanismus trennen und den Fortgang des Schleifprozesses prüfen. Die Gabel wird durch die Kurbel K und den Schnurlauf S_2 in Bewegung gesetzt und gleitet dabei mit den Schrauben s_1 und s_2 , wovon die letztere in Fig. 32 durch den Kristallträger des Dreifußes verdeckt ist, in Vaseline auf der Schleifplatte. Dasselbe geschieht mit den Schrauben s_3 und s_4 , während das Schleif- oder Poliermittel nur unter dem Kristall bei l ausgebreitet liegt. Unter den eingefetteten Stellen

wird die Glasplatte nicht angegriffen, nur unter dem Kristall entsteht mit der Zeit eine flache Rinne, die man durch passende Verschiebung der Platte möglichst gleichmäßig verteilt, ohne die Bewegung der Maschine zu unterbrechen. Man arbeitet nach Herrn Dr. Hörners Erfahrungen am passendsten mit einer Tourenzahl von 150—300 Umdrehungen in der Minute. Bei dieser schnellen Bewegung und dem geringen Gewicht des Dreifußes ist eine Belastung in Form von Bleigewichten zweckmäßig. Fig. 32 zeigt den Dreifuß belastet und außerdem bei *b* noch ein einzelnes Gewicht.

Bei weichen Mineralien müssen die Glasscheiben äußerst fein matt geschliffen werden; nur so ist es *O. Westphal*¹⁾ gelungen, sogar den weichen Brucit von der Härte 2 auf solchen Glasscheiben mit wenig Wasser oder Öl zur Politur zu bringen. Freilich erreicht man bei der harten Glasunterlage nicht so leicht eine von allen Ritzten und Schrammen vollkommen freie Oberfläche; für die quantitativen optischen Untersuchungen ist es indessen viel wichtiger, eine ebene, nicht in höchster Politur erstrahlende, als eine krumme oder auch nur geknickte aber sehr hoch polierte Fläche zu erhalten. Für weiche Mineralien werden zuweilen Polierunterlagen von Tuch, Seide, Leder, Papier u. dgl. vorgeschlagen. Solche Unterlagen sind zur Herstellung größerer Flächen sicherlich recht brauchbar, für unsere Zwecke sind sie aber nicht zu verwenden, da man wegen des Eindrucks der kleinen Kristalle in dem weichen Material nur zu leicht gekrümmte Flächen erhält. Ganz ausgezeichnet sind für weiche und auch für harte Mineralien Polierunterlagen aus Pech, nur ist es ohne eine gute Drehbank nicht leicht, solche Platten vollkommen eben zu erhalten. Am einfachsten gelingt die Herstellung von Polierplatten für weiche Körper durch Lackieren einer eben geschliffenen Glastafel. Die dünne Lackschicht hält lange genug, um auf einer Platte mehrere Polituren auszuführen. An Stelle des früher vorgeschlagenen Mastixfirnisses²⁾ möchte ich neuerdings einen „Schleiflack superfein“ und einen „Lokomotivlack“ empfehlen. Auch Emaillack, der so weit mit Benzin verdünnt wird, daß man ihn aufgießen kann, ist brauchbar.

Als Poliermittel sind zu empfehlen: Zinnasche, Tonerde (Diamantine „Nr. 2 pour brillanter“ von *A. Guyot-Lupold* in Chez-le-Bart, Schweiz. *C. Rosset-Mathey*, Successeur), Eisenoxyd (Pariser Rot, Englischrot, Caput mortuum, Rot für Gold, Rot für Stahl), Chromoxyd, Tripel, Magnesiumoxyd (*Magnesia usta*).

Nur durch Probieren und durch nicht zu langes Verweilen bei einem schlecht wirkenden Poliermittel kann man das geeignete Pulver ausfindig machen. Einige Beispiele mögen hier angeführt werden: Zirkon poliert sich auf (100) mit „Rot für Gold“ sehr langsam, mit „Rot für Stahl“ besser, auf (110) mit Diamantine sehr schnell. Quarz und Turmalin sind mit

¹⁾ Dissert. Leipzig 1913. 13—14.

²⁾ N. J. 1901. II. 22.

Englischrot auch auf recht grobkörnigen Glasscheiben leicht zu polieren. Flußspat erreicht mit Englischrot auf Pech hohen Glanz, aber auch leicht doppelte Bilder. Auf sehr feiner Mattscheibe mit geschlammter Zinnasche erhält man keine sehr hohe Politur, aber vollkommen ebene Flächen mit einheitlichen Reflexen. Eisenglanz ist auf feiner Mattscheibe mit geschlammter Zinnasche viel leichter zu polieren als Eisenkies. Am schwierigsten erreicht man eine Politur der Basis des Kalkspats. Als Unterlage muß man dazu an Stelle einer noch so fein matt geschliffenen Glasplatte eine solche von Pech nehmen, die auf einer Drehbank sorgfältig eben abgedreht ist. Als Poliermittel verwendet man ein hierfür besonders präpariertes Polierrot, dessen Herstellung geheim gehalten wird und vielleicht aus Eisenoxalat durch Glühen hervorgegangen ist. Für jeden Polierversuch wird von diesem Rot eine kleine Messerspitze voll in einem Reagenzglas noch einmal frisch aufgeschlämmt und hiervon nur die oberste Schicht benutzt. Auf Prismenflächen ist der Kalkspat sehr leicht zu polieren.

Zweiter Teil.

Optische Untersuchungsmethoden.

Die gesetzmäßigen Zusammenhänge zwischen physikalischen Eigenschaften und stofflichen Bestand der Mineralien sind am häufigsten und klarsten auf optischem Gebiet erwiesen. Bedeutungsvoll werden diese Zusammenhänge für die petrographische Forschung, weil die meisten gesteinsbildenden Mineralien durchsichtig sind und sich in ihren so verbreiteten isomorphen Mischungen nirgends unmittelbarer enthüllen als in dem Verhalten unter dem Polarisationsmikroskop. Daher die Wichtigkeit der Kristalloptik für Mineralogen und Petrographen.

Erste Abteilung.

Grundvorstellungen der Kristalloptik.

Erstes Kapitel.

Allgemeines.

12. Lichttheorien. Aus Erfahrung wissen wir, daß jeder Körper, der auf eine Temperatur von etwa 400° gebracht wird, auch im Dunkeln zu sehen ist, daß er leuchtet. — Manche Körper leuchten bei nur schwachem Erwärmen (Thermolumineszenz), andere schon bei gewöhnlicher Temperatur, wenn sie vorher bestrahlt worden sind (Photolumineszenz), oder wenn sie kristallisieren (Kristallolumineszenz), oder

wenn sie zerbrechen (Tribolumineszenz). Auch das Leuchten der Gase in den *Geißlerschen* und *Hittorfschen* Röhren (Elektrolumineszenz, Kathodolumineszenz), der Leuchtkäfer, der Bakterien und des Phosphors an der Luft (Cheminolumineszenz) ist mit keiner bemerkenswerten Temperatursteigerung verbunden.

Von einem leuchtenden Körper sagen wir, daß er Licht ausstrahlt, wobei wir unter Licht den physikalischen Vorgang verstehen, der sich zwischen dem selbstleuchtenden Körper und seinem Sichtbarwerden in unserem Auge vollzieht. Diese Ausstrahlung spielt sich auf geradlinigen, als Lichtstrahlen bezeichneten Bahnen mit ungeheurer Geschwindigkeit ab. Da uns der Vorgang seinem Grundwesen nach nicht bekannt ist, nehmen wir zur Erklärung der Erscheinungen unsere Zuflucht zu einer ganzen Reihe von Hypothesen und Theorien, die dem jeweiligen Entwicklungsstadium der Wissenschaft angepaßt sind und damit im Laufe der Zeit starke Wandlungen erfahren haben.

Wenn wir die Hypothesen der alten griechischen Philosophen wie etwa des *Empedokles* und des *Demokrit*, sowie ihre Wiederaufnahme im 17. Jahrhundert, insbesondere durch *Gassendi*, hier nicht weiter berühren, müssen wir *Newton* (1643—1727) als den modernen Schöpfer jener Hypothese bezeichnen, die das Sichtbarwerden der selbstleuchtenden Körper auf einen von ihnen fortgeschleuderten Stoff zurückführt (1672)¹⁾. Diese Emissions- oder Emanations- oder Korpuskularhypothese herrschte noch zu Anfang des 19. Jahrhunderts, obgleich *Chr. Huygens* (1629—1695) schon 1690 seine wohl begründete Undulationstheorie veröffentlichte²⁾ und auch der große Mathematiker *Leonhard Euler* sich in der Mitte des 18. Jahrhunderts gegen die *Newtonsche* Auffassung gewandt hatte. Nach *Huygens* besteht das, was wir Licht nennen, in der Bewegung eines unsichtbaren und für unsere Instrumente unwägbaren, alle Körper durchdringenden, in hohem Maße elastischen Stoffes, der Lichtäther oder kurz Äther genannt wird. Übrigens hat *Newton*, trotz seiner Bekämpfung der *Huygensschen* Vorstellungen, gegen Schluß seiner Optik (Übersetzung in *Ostwalds* Klassiker, Nr. 97. 1898. S. 105), als er deren unvollendeten Charakter betont, schon die Frage aufgeworfen: „Machen nicht verschiedene Arten von Lichtstrahlen Schwingungen von verschiedener Größe und erregen dadurch die Empfindung verschiedener Farben fast ebenso, wie die Schwingungen der Luft je nach ihrer verschiedenen Größe die Empfindungen verschiedener Töne erregen?“ wie denn auch schon in seiner Arbeit von 1672 öfters die Rede von Ätherschwingungen ist, allerdings nur als einer durch das Aufstoßen des Licht-

¹⁾ *Philos. Trans.* 6. 1671 (Febr. 1671—Febr. 1672). 3075—3087; s. a. *Newton*, *Opticks, a Treatise* usw., 1. Aufl. 1704, übersetzt in *Ostwalds* Klassiker Nr. 96 u. 97. III. 121 ff.

²⁾ *Traité de la lumière*. Leiden 1690. Unveränderter Abdruck des französischen Originals, herausgegeben von *W. Burckhardt*. Leipzig 1885. Übersetzung in *Ostwalds* Klassiker Nr. 20. 1890.

äthers auf den Körper erzeugten sekundären Erscheinung, die er den durch einen Stein im Wasser erzeugten Wellen vergleicht ¹⁾.

Huygens dachte sich noch — ebenso wie *Newton* in der obigen Fragestellung — die Ätherschwingungen ähnlich den Luftschwingungen in der Akustik longitudinal. Auch der nächste große Forscher auf dem Gebiet der Lichttheorien, *Thomas Young* (1773—1829), der u. a. besonders die Erscheinungen der Interferenzen als sicherste Stütze der Undulationstheorie heranzog, glaubte anfänglich noch an longitudinale Schwingungen und kam erst 1817, ungefähr gleichzeitig mit *Fresnel*, auf die Idee der Transversalschwingungen, nachdem 1808 das polarisierte Licht entdeckt worden war. Mit *Young* vereint, brachte *Fresnel* (1788—1827), der hauptsächlichste Förderer der modernen Optik, die Emissionstheorie zu Fall und begründete auch in ausgedehnter analytischer Weise die moderne Undulationstheorie. Beide Forscher bauen die

Huygensschen Vorstellungen weiter aus. Hiernach soll ein Äthertheilchen, das eine dem Licht nun einmal eigentümliche Bewegung erhält, diese Bewegung allseitig im Raum, also nach rechts und links, nach vorne (und nach hinten, s. S. 44), nach oben und unten fortpflanzen und somit den Ausgangspunkt für eine in Luft beispielsweise sich kugelförmig ausbreitende Lichtbewegung bilden. Es soll also ein Äthertheilchen *M* (in Fig. 33) den Mittelpunkt der Kugelwelle a_1, b_1, c_1, d_1, e_1 bilden, die sich während der Zeit t_1 ausgebreitet hat. Ferner sollen nach der *Huygensschen* Vorstellung die Punkte a_1, b_1, c_1, d_1, e_1 je die Mittelpunkte von neuen Kugelwellen bilden,

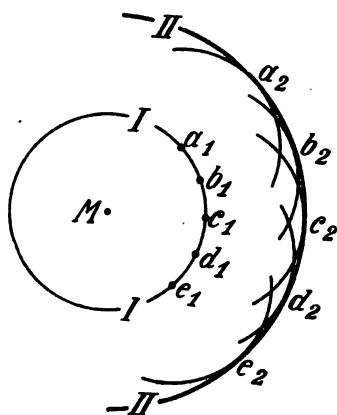


Fig. 33.

die sich nach dem abermaligen Zeitverlauf t_1 bis a_2, b_2, c_2, d_2, e_2 ausgebreitet haben usw. Mit dieser Vorstellung allein kommen wir aber niemals zu der Erfahrungstatsache, daß sich das Licht geradlinig fortpflanzt. Daher führt *Huygens* eine weitere Grundvorstellung in die Optik ein, nach der unser Auge in keiner Weise imstande sein soll, die Bewegung einer einzelnen Reihe von Ätherpunkten, einer sog. Elementarwelle, wahrzunehmen, und nach der wir erst dort einen Lichtstrahl sehen, wo diese Elementarwellen auf gewissen Flächen zusammentreffen und sich gegenseitig verstärken. Selbst der feinste mit geradliniger Fortpflanzung behaftete Lichtstrahl wird hiernach als ein Bündel einer sehr großen Zahl elementarer Ätherwellen angesehen. Diese zweite *Huygenssche* Grundvorstellung pflegt man als das *Huygenssche* Prinzip oder als das Prinzip der einhüllenden Wellen zu bezeichnen; denn wie man aus Fig. 33 ersehen kann, ist für die sekundären Ätherwellen zwischen

¹⁾ Philos. Trans. 7. 1672. S. 5087.

a_1 und a_2 , b_1 und b_2 , c_1 und c_2 usw. die gemeinsame Umhüllende, also die Welle, in der sie gemeinsam wirken, die Kugeloberfläche *II*. Man kann also die Ätherbewegung, die von jedem Punkt von *I* nach jedem Punkt von *II* gelangt, einfach von *II* nach dem ursprünglichen Ausgangspunkt *M* zurückverlegen und damit die Radien der Kugel *II* als die eigentlichen und zwar geradlinigen Bahnen der Lichtausbreitung ansehen. Einige schwache Stellen in der *Huygensschen* Gedankenfolge, insbesondere das absolute Fehlen der rückwärts gerichteten Lichtbewegung, wußte *Fresnel* zu beseitigen, indem er sich nicht so sehr auf die Unsichtbarkeit der *Huygensschen* Elementarwellen stützte, als vielmehr sein Prinzip der Interferenzen heranzog und nachwies, daß in allen Punkten eines Strahlenbüschels, außer in denen der Umhüllenden, die Elementarwellen durch Interferenz vernichtet werden.

Die Ursache für die Fortpflanzung der Lichtbewegung wurde nach *Fresnel* in mechanischen Kräften gesucht, die senkrecht zu den Strahlen, sonst aber bei gewöhnlichem Licht — im Gegensatz zu polarisiertem Licht — in allen Azimuten wirken. Hiernach schwingt also bei einer auf uns zukommenden Lichtwelle ein Ätherteilchen in einem gewissen Zeitmoment von oben nach unten, in einem andern Zeitmoment von rechts nach links und wieder später in irgendeiner andern Richtung, welche Richtungen alle senkrecht zur Fortpflanzung liegen. Diese mechanischen Kräfte werden auf elastische Eigenschaften des Lichtäthers zurückgeführt, weshalb man hier auch von der mechanischen oder elastischen Lichttheorie spricht.

Im Gegensatz zu dieser in Frankreich durch *Fresnel*, in Deutschland durch *Franz Neumann* ausgebauten mechanischen Lichttheorie hatte *J. Cl. Maxwell* 1861 eine Hypothese von *Faraday* mathematisch entwickelt, wonach die Ausbreitung des Lichtes der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Nichtleiter zu vergleichen sei. Der experimentelle Nachweis von elektrischen Wellen, mit all den Eigenschaften, nur mit viel größeren Wellenlängen, wie wir sie bei den Lichtwellen kennen, gelang *H. Hertz* 1889, indem er zeigte, daß die „elektromagnetischen Wellen“ oder die „Strahlen elektrischer Kraft“, dieselbe Geschwindigkeit wie Licht haben und daß sie ebenso wie Lichtstrahlen reflektiert, gebrochen, doppelt gebrochen und polarisiert werden können. Sie zeigen eine so vollkommene Analogie mit den Lichtstrahlen, daß man die *Faraday-Maxwellsche* Hypothese zur Theorie erhoben hat und nunmehr auch die Lichtausbreitung auf elektromagnetische Erregung des Äthers zurückführt. Nur sind, wie gesagt, die Wellenlängen dieser elektrischen Schwingungen viel größer oder die Schwingungszahlen viel kleiner als bei den Lichtwellen. Indessen hat schon *H. Hertz* Schwingungszahlen von der Größenordnung einer Million in der Sekunde erhalten. Später ist man durch Verkleinerung der Konduktoren zu 100 000mal größeren Werten gekommen. Man ist überzeugt, daß bei der Verwendung einzelner Atome als Konduktoren diese Schwingungszahlen sich bis 100 und 1000 Billionen

steigern würden und daß man damit dann in das Gebiet der Schwingungen des sichtbaren Lichtes gelangte.

Manche modernen Physiker sind geneigt, den Äther zu beseitigen und an seine Stelle das absolute Vakuum zu setzen, durch das sich Licht selbständig fortpflanzt. Damit würde man wieder die *Newtonsche Emissionstheorie* erwecken und in den Kreis der Vorstellungen über dieses unbekanntes Etwas, „Licht“ genannt, bis auf die Zeiten *Demokrits* zurückgreifen.

13. Einige Definitionen. Unter einem optischen Medium versteht man jeden Raum, durch den eine Lichtbewegung hindurchgeht, mag dieser Raum nun mit Materie erfüllt sein oder „leer“; im ersteren Fall enthält der Raum Materie und Äther, im letzteren nur Äther.

Der Zustand der Ätherteilchen, der den Eindruck des Lichtes hervorruft, wird als eine oszillatorische Bewegung oder als Schwingung aufgefaßt, einerlei ob die Ursache dieser Schwingung elastisch-mechanischer oder elektro-magnetischer Natur ist.

Die Art der schwingenden Bewegung wird durch ein Schwingungsgesetz ausgedrückt, das der periodischen Bewegung eines Pendels zu vergleichen ist.

Strahl ist die Gerade, an der entlang das Schwingungsgesetz zum Ausdruck kommt.

Welle ist der kleinste Teil einer Schwingung, der alle ihre Bewegungszustände umfaßt. — Der Ausdruck Welle wird in der Optik auch noch im Sinn von Wellenoberfläche gebraucht, indem man darunter die Fläche versteht, bis zu der eine Lichtbewegung sich von einem Punkt aus in einer bestimmten Zeit ausgebreitet hat. Diese Wellenoberfläche kann ebenflächig, sphärisch, ellipsoidisch und noch mannigfaltiger gestaltet sein.

Wellenfront ist die Tangentialebene an einen Punkt der Wellenoberfläche.

Wellenlänge ist die Ausdehnung einer ganzen aus Wellenberg und Wellental bestehenden Welle in der Richtung des Strahls. Die Wellenlängen für sichtbares Licht liegen zwischen 0,000768 mm (Kaliumlinie im Rot, K_{α}) und 0,000393 mm (*Fraunhofersche* Linie K im Violett).

Schwingungsdauer oder Periode ist die Zeit der Hin- und Herbewegung einer ganzen Schwingung.

Phase ist der Zustand der Schwingung in einem bestimmten Zeitmoment.

Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist die Ausbreitung der Lichtbewegung in einer Sekunde. Sie beträgt im leeren Raum 300 000 km und ist also für unsere Vorstellung unfaßbar groß. Sie ist im leeren Raum am größten und wird geringer, wenn der Raum mit Materie erfüllt ist.

Eine Folge der verschiedenen Geschwindigkeiten in verschiedenen Medien ist die *Brechung*, eine Folge der verschiedenen Geschwindigkeiten für verschiedene Lichtarten (rot bis blau) in ein und demselben Medium ist die *Dispersion*. Die Ursache der verschiedenen Fortpflanzung sah *Fresnel* in der Verschiedenheit der Dichte des Äthers in verschiedenen Körpern. Eine abnehmende Geschwindigkeit sollte mit der größeren Dichte des Äthers in den Körpern und mit seiner dadurch bedingten geringeren sog. optischen Elastizität zusammenhängen. Da nun, wie wir bald sehen werden, Fortpflanzung und Brechungsindex umgekehrt proportional sind, so pflegt man die Medien mit größerer Geschwindigkeit oder geringerem Brechungsindex die optisch dünneren und die andern die optisch dichter zu nennen. Man sagt also, Wasser sei ein optisch dichteres Medium als Luft, oder die sog. optische Elastizität des Wassers sei geringer als die der Luft. Mit der Einführung der elektromagnetischen Lichttheorie wird man Ausdrücke wie optische Elastizität oder Ätherelastizität gerne vermeiden und dafür eine Bezeichnung wählen, die uns möglichst frei von bestimmten, im Laufe der Zeit doch vielleicht wieder umstürzenden, physikalischen Vorstellungen macht. Wir nehmen seit *Young* und *Fresnel* die Ätherschwingungen transversal an und wollen daher auch die „Kraft“, die das Maß der Lichtausbreitung bedingt, transversal annehmen und ihr den indifferenten Ausdruck des **Lichtvektors** geben. Dieser Lichtvektor wirkt bei der Lichtausbreitung in Gasen, Flüssigkeiten, amorphen Körpern und regulären Kristallen immer senkrecht zum Strahl oder zu der mit ihm in diesen Medien zusammenfallenden Wellennormale (s. Seite 52); er läuft der Wellenoberfläche parallel. Verwickelter werden die Verhältnisse bei den nicht regulären Kristallen, wo Strahlen und Wellennormalen meistens nicht zusammenfallen.

Zwischen Wellenlänge λ , Fortpflanzungsgeschwindigkeit V und Schwingungsdauer T besteht dieselbe einfache Beziehung wie in der Mechanik zwischen Weg, Geschwindigkeit und Zeit, es ist also:

$$\lambda = V T.$$

Wenn nun die Fortpflanzungsgeschwindigkeit $V = 300\,000$ km und die Wellenlänge $\lambda = 0,000768$ mm bis $0,000393$ mm ist, so berechnet sich die Schwingungsdauer zu folgenden außerordentlich kleinen Bruchteilen einer Sekunde:

$$T = \frac{\lambda}{V} = \frac{0,000\,768\text{ mm}}{300\,000\text{ km}} \text{ bis } \frac{0,000\,393\text{ mm}}{300\,000\text{ km}}.$$

Die Schwingungsdauer T des Lichtes beträgt hiernach den 390—760billionsten Teil einer Sekunde und ist für unser Vorstellungsvermögen wohl noch weniger faßbar als die große Lichtgeschwindigkeit. Für sichtbares Licht schwankt T , wie die letzten Zahlen sagen, fast um den doppelten Betrag und erstreckt sich also etwa über eine Oktave.

Wir nehmen an, daß bei dem Übergang der Lichtbewegung aus einem Medium in ein anderes die Schwingungsdauer konstant bleibt, weil die Schwingungsdauer des nächsten Teilchens durch das vorhergehende erfolgt und nach allen unseren Vorstellungen über Schwingungen jede ganze Schwingung sich auch als ganze Schwingung überträgt. Es kann also nicht etwa während der Zeit, in der ein Teilchen eine Bewegung hin und her ausführt, das nächste nur die Hälfte oder Dreiviertel einer Schwingung zurücklegen. Wenn aber die Schwingungsdauer konstant bleibt, so muß auch nach der letzten Formel der Bruch $\lambda:V$ konstant bleiben. Nennen wir die Wellenlängen ein und derselben Lichtwelle in zwei verschiedenen Medien, z. B. in Wasser und in Luft, λ_w und λ_l , und die zugehörigen Geschwindigkeiten V_w und V_l , so soll also sein

$$T = \frac{\lambda_w}{V_w} = \frac{\lambda_l}{V_l} = \text{konstant.}$$

Hier ist V veränderlich, also ist auch die Wellenlänge λ veränderlich, wie dies die Erklärung des einfachen Experiments mit dem *Newtonschen* Farbenglas, wenn man den keilförmigen Raum mit Luft oder Wasser füllt, ebenfalls erfordert. Die *Newtonschen* Ringe liegen im Luftkeil weiter auseinander als im Wasserkeil; die Wellenlänge ist daher in Luft grösser als in Wasser und das gleiche gilt für die Fortpflanzung.

Amplitude einer Schwingung oder Schwingungsweite ist der maximale Ausschlag eines Ätherteilchens von der Mittel- oder Ruhelage aus. Über ihre Größe lassen sich keine Angaben machen, indessen pflegt man anzunehmen, daß sie, selbst im Vergleich zu den schon recht kleinen Wellenlängen, sehr klein ist.

Diese Amplituden bringt man in Beziehung zur Intensität eines Lichtstrahls und zwar wendet man hier die gleichen Gesetze an, die die analytische Mechanik aus den Schwingungen an Federn und Saiten ableitet. So wird die Intensität einer geradlinig polarisierten Welle, d. i. einer Lichtwelle, die alle Schwingungen in einer Ebene ausführt (s. S. 80), durch das Quadrat ihrer Amplitude ausgedrückt.

Dieser Satz leitet sich aus den Vorstellungen über den Begriff der Arbeit oder Energie ab, der folgendermaßen kurz verdeutlicht werden kann. Eine Masse wird durch eine konstante Kraft in eine gleichförmig beschleunigte Bewegung versetzt. Nach der Zeit t , von der Ruhelage beginnend, habe die Masse den Weg s zurückgelegt und die Geschwindigkeit v erreicht. Die gleiche Fortbewegung kann man auch erhalten, wenn man während der Zeit t dem Körper eine gleichförmige Geschwindigkeit $\frac{1}{2}v$ erteilt, sodaß also gilt

$$s = \frac{v}{2} t \quad (1)$$

Als Kraft (Q) definiert man Masse (M) mal Geschwindigkeitszunahme durch Zeit, also

$$Q = M \frac{v}{t} \quad (2)$$

Schließlich versteht man unter Arbeit das Produkt aus Kraft und Weg, sodaß man aus den obigen beiden Formeln erhält:

$$Q \cdot s = \frac{M}{2} v^2 \quad (3)$$

Das dem Körper zugefügte Arbeitsquantum kann er unter geeigneten Bedingungen auch wieder abgeben. Man nennt diese aufgespeicherte Arbeit seine Energie; diese ist nach Formel (3) dem Quadrat der Geschwindigkeit proportional. Nun ist bei einem nach dem Pendelgesetz schwingenden Körper, womit man die schwingenden Ätherteilchen vergleichen kann, die Amplitude proportional der Schwingungsgeschwindigkeit; daher kann man auch die Intensität des Lichtes dem Quadrat der Amplitude proportional setzen.

In absorbierenden Medien ändert sich die Amplitude im Verlauf eines Lichtstrahles, sie wird kleiner oder das Licht wird schwächer, in dessen darf man annehmen, daß sie für eine sehr große Zahl von Oszillationen so gut wie konstant bleibt.

14. Einteilung der Kristalle nach ihren optischen Eigenschaften.

Wenn man homogene und heterogene Medien unterscheidet, so sind nur die ersteren, die sich über erhebliche Strecken gleichartig aufbauen, den genaueren, insbesondere den quantitativen optischen Untersuchungen zugänglich. Unter den homogenen Medien trennt man zunächst die isotropen von den anisotropen, je nachdem die Ausbreitung des Lichtes nach allen Richtungen gleich oder verschieden erfolgt. Zu den optisch isotropen Medien gehören außer den regulären Kristallen auch Gase, Flüssigkeiten und amorphe Körper, die aber nicht nur für die optischen, sondern für alle physikalischen Eigenschaften isotrop sind. — Starre amorphe Körper, Kolloide und Flüssigkeiten haben nur verschiedene Viskosität; alle drei unterscheiden sich von den Kristallen durch die Größe der Räume, über welche die parallel orientierten kristallinen Teilchen sich erstrecken. Selbst flüssiges Benzol besteht nach den *Debye-Scherrerschen* Röntgenaufnahmen aus kristallinen Teilchen, deren Parallelorientierung sich aber auf molekulare Dimensionen beschränkt.

Für die weitere Einteilung der kristallisierten Medien ist von Bedeutung, daß kristallographisch gleichwertige Richtungen auch optisch gleichwertig sind, und daß die Symmetrie eines physikalischen Vorgangs viel höher sein kann, als die Symmetrie des Kristallgebäudes, worin sich der Vorgang abspielt. So pflanzt sich das Licht in allen regulären Kristallen nach allen Richtungen gleichartig fort; die Ausbreitungsfläche ist also eine Kugel (bei den zirkularpolarisierenden

regulären Kristallen eine doppelschalige Kugel) oder ein räumliches Gebilde mit unendlich vielen Symmetrieebenen, während das Kristallgebäude selbst im höchsten Fall nur neun Symmetrieebenen besitzt. Ferner ist für die Einteilung wichtig, daß umgekehrt ein Kristallgebäude niemals von höherer Symmetrie ist, als sie der in diesem Gebäude sich abspielende physikalische Vorgang besitzt. Alle Symmetrieeigenschaften, die einem solchen Vorgang seiner Natur nach von vornherein abgehen, müssen daher auch dem Kristallgebäude fehlen, worin sich der Vorgang abspielen soll. Der eigentümliche optische Vorgang, der als Zirkularpolarisation des Lichtes bezeichnet wird, besitzt keine Ebene der Symmetrie, kein Zentrum der Symmetrie und keine Drehspiegelungsachse. Daher müssen diese drei Symmetrieelemente auch dort fehlen, wo Zirkularpolarisation auftreten kann; dafür bleiben dann nur jene 11 Symmetrieklassen übrig, die als einzige Symmetrieelemente teils polare teils bipolare Achsen besitzen¹⁾ und die man morphologisch an ihren enantiomorphen Formen erkennt²⁾. Die weitere Gliederung folgt aus der Zahl und der Verteilung der optischen Symmetrieebenen und Symmetrieachsen, die schließlich zehn optische Gruppen aus den 32 Symmetrieklassen bilden läßt. Alle Einzelheiten dieser Zergliederung sind der tabellarischen Übersicht auf S. 50/51 zu entnehmen. Von diesen zehn Gruppen haben die fünf Gruppen der zirkularpolarisierenden Kristalle für den Petrographen keine praktische Bedeutung, weil selbst ein so kräftig zirkularpolarisierendes Mineral wie Quarz die Drehung der Polarisationsebene im Dünnschliff, wo sie weniger als 1° beträgt, nur undeutlich in die Erscheinung treten läßt.

Bei den anisotropen Kristallen werden auch noch optisch positive von optisch negativen Kristallen gesondert, womit dann die optische Gruppierung in qualitativer Hinsicht abschließt. Dagegen ist die quantitative optische Unterscheidung sehr viel weiter durchgeführt, da man in zahlreichen Abstufungen schwach und stark lichtbrechende, schwach und stark doppelbrechende, farblose, farbige (idiochromatische) und gefärbte (allochromatische), und unter den letzten beiden wieder schwach und stark absorbierende Kristalle unterscheidet.

Eine besondere Art bilden die Kristalle mit optischen Anomalien, die man gewöhnlich auf reguläre und einachsige Kristalle beschränkt, obgleich kein Grund vorliegt, sie nicht auch unter den zweiachsigen Kristallen anzunehmen, wo nur die Anomalien nicht so leicht aufzudecken sind.

¹⁾ E. A. Wülfing, Die 32 kristallogr. Symmetrieklassen usw. 2. Aufl. Berlin • 1914. Taf. III, Reihe IV u. V.

²⁾ F. Pockels rechnet außer den 11 enantiomorphen Klassen auch die 4 Klassen des Kupferkieses, des $2\text{CaO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{SiO}_2$, des Struvits und des Skolezits zu den Klassen, bei denen Zirkularpolarisation auftreten kann. Diese 11 und 4, also zusammen 15 Klassen werden dann in 8 Gruppen gesondert, worüber näheres in F. Pockels' Lehrb. d. Kristallogr. 1906. 315—318 zu finden ist.

Einteilung der Kristalle nach ihren optischen Eigenschaften.

	Kristallsysteme	<p>Kristalle, bei denen Zirkularpolarisation unmöglich ist</p> <p>21 Symmetrieklassen</p>	<p>Kristalle, bei denen Zirkularpolarisation möglich, wenn auch noch nicht immer beobachtet ist</p> <p>11 enantiomorphe Symmetrieklassen ohne Symmetrieebenen, ohne Symmetriezentrum und ohne Drehspiegelungsachsen. Alle 11 Klassen haben keine optischen Symmetrieebenen</p>
Isotrope Kristalle		<p>I. Gruppe</p> <p>Jede Ebene ist optische Symmetrieebene</p> <p>1. Fluoritklasse 2. Zinkblendeklasse 3. Pyritklasse</p>	<p>VI. Gruppe</p> <p>Jede Achse ist Achse der Isotropie</p> <p>4. Natriumchloratklasse 5. Salmiakklasse</p>
	Tetragonal	<p>II. Gruppe</p> <p>Eine Achse der Isotropie. Alle Ebenen durch diese Achse sind optische Symmetrieebenen</p> <p>6. Zirkonklasse 7. Jodsuccinimidklasse 8. Scheelitklasse 11. Kupferkiesklasse 12. $2\text{CaO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{SiO}_2$-Klasse</p>	<p>VII. Gruppe</p> <p>Alle Achsen senkrecht zur Achse der Isotropie sind optische Symmetrieebenen</p> <p>9. Wulfenitklasse 10. Strychninsulfatklasse</p>
Anisotrope Kristalle	Optisch einachsige Kristalle		

Anisotrope Kristalle			
Optisch einachsige Kristalle			
Hexagonal	13. Beryllklasse 14. Jodsilberklasse 15. Apatitklasse	16. Nephelinklasse 17. β -Quarzklasse	
Trigonal	18. Benitoitklasse 19. Turmalinklasse 20. Ohne Vertreter-Klasse 23. Kalkspatklasse 24. Dolomitklasse	21. Natriumperjodatklasse 22. α -Quarzklasse	
	III. Gruppe Drei optische Symmetrieebenen	VIII. Gruppe Drei optische Symmetrieachsen	
Rhombisch	25. Schwefelklasse 26. Struvitklasse	27. Bittersalzklasse	
	IV. Gruppe Eine optische Symmetrieebene	IX. Gruppe Eine optische Symmetrieachse	
Monoklin	28. Orthoklasklasse 29. Skolezitklasse	30. Zuckerklasse	
	V. Gruppe Keine optische Symmetrieebene	X. Gruppe Keine optische Symmetrieachse	
Triklin	31. Kupfervitriolklasse	32. Kaliumbichromatklasse	
	Optisch zweiachsige Kristalle		

4*

Die Zahlen vor den Klassen beziehen sich auf die Anordnung in E. A. Wülfing, Die 32 kristallogr. Symmetrieklassen usw., 2. Aufl., Berlin 1914, wo auch die Beispiele angeführt sind, die zu den kurzen Bezeichnungen der Klassen, wie Fluoritklasse anstatt hexakisoktaëdrische Klasse, dienen.

Zweites Kapitel.

Isotrope Kristalle ohne Zirkularpolarisation.

15. Lichtausbreitung. Die Lichtbewegung erfolgt in homogenen Medien auf geradlinigen Bahnen. Da nun isotrope Medien wie Gase, Flüssigkeiten, Gläser und reguläre Kristalle sich nach allen Richtungen optisch gleich verhalten, so pflanzt sich eine Lichtbewegung allseitig auch gleich schnell fort. Geht eine solche Bewegung von einem Punkt aus, so ist sie nach einer bestimmten Zeit bis zur Oberfläche einer Kugel gelangt. Die Ausbreitungsfläche der Lichtstrahlen nennt man Strahlenfläche oder Strahlengeschwindigkeitsfläche. Denkt man hierbei weniger an die Strahlen als an die Oberfläche der Lichtausbreitung, so ist auch der Ausdruck Wellenfläche gebräuchlich, der aber besser durch Wellengeschwindigkeitsfläche ersetzt wird, weil unter Wellenfläche zuweilen verschiedene Gebilde zwar nicht hier bei den isotropen, wohl aber bei den anisotropen Medien verstanden werden. Strahlengeschwindigkeitsfläche und Wellengeschwindigkeitsfläche sind bei isotropen Medien identische Gebilde. Die zu einem Lichtstrahl gehörige Wellenoberfläche ist die an den Schnittpunkt mit der Strahlenfläche gelegte Tangentialebene. Wellennormale ist die Linie, die senkrecht auf dieser Tangentialebene steht. Lichtstrahl und Wellennormale fallen bei isotropen Medien zusammen, was bei anisotropen Medien, wie wir bald sehen werden, nur ausnahmsweise zutrifft.

16. Reflexion, Brechung, Totalreflexion. Tritt ein Lichtstrahl an die Grenze zweier durchsichtiger Medien, so wird er unregelmäßig zerstreut, geschwächt, zurückgeworfen und gebrochen. Die unregelmäßige Zerstreung ist umso geringer, je vollkommener poliert die Grenzfläche ist. Die Schwächung oder Absorption ist im allgemeinen umso geringer, je durchsichtiger und farbloser die Medien sind. Für die Erscheinung der Zurückwerfung oder Reflexion und für die Brechung oder Refraktion an ebenen Grenzflächen sind folgende Gesetze aufgestellt.

ab sei die Grenzfläche zwischen Luft und dem zweiten isotropen Medium (Fig. 34), fc sei der einfallende Lichtstrahl, de die in dem Punkt c auf ab errichtete Normale, die Einfallslot heißt. Der Lichtstrahl fc wird nach bestimmten Gesetzen teils als reflektierter Strahl cg in das erste Medium zurückgeworfen, teils als gebrochener Strahl ch in das zweite Medium in veränderter Richtung übergeleitet, und zwar wird der gebrochene Strahl im optisch dichteren Medium (s. S. 46) dem Einfallslot zugelenkt wie in Fig. 34, im dünneren Medium dagegen davon abgelenkt. Drei hier in Betracht kommende Grundgesetze lauten:

1. Einfallstrahl, Einfallslot, reflektierter Strahl und gebrochener Strahl liegen in ein und derselben Ebene, die als Einfallsebene bezeichnet wird.

2. Einfallswinkel i in Fig. 34 ist gleich dem Reflexionswinkel r .

3. Das Sinusverhältnis der Winkel i und ϱ in Fig. 34 ist konstant und wird, wenn der Sinus des Winkels im dünneren Medium im Zähler steht, als Brechungsindex (n) bezeichnet; es ist also für alle Winkel i und zugehörige Winkel ϱ immer

$$\frac{\sin i}{\sin \varrho} = n.$$

Die ersten beiden Gesetze waren schon den Platonikern bekannt. Das dritte Gesetz wurde von *Snellius* (zirka 1621) und *Descartes* (1637) gefunden und wird meistens nach dem ersteren benannt¹⁾.

Wird $i = 0^\circ$, so fallen Einfallsstrahl und durchgehender Strahl mit dem Einfallslot zusammen. Bei senkrechter Inzidenz findet demnach bei isotropen Medien keine Ablenkung, sondern nur eine Aenderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit statt.

Wird $i = 90^\circ$, so spricht man von streifender Inzidenz, wo ϱ seinen Maximalwert erreicht und sein Sinus gleich dem reziproken Wert des Brechungsindex wird

$$\sin \varrho = \frac{1}{n}.$$

Da nun nach einem allgemeinen Gesetz ein Lichtstrahl hinläufig oder rückläufig denselben Weg verfolgt, so tritt Licht, das unter diesem maximalen ϱ -Winkel aus dem dichteren Medium auf das dünnere auf-

fällt, parallel zur Grenzfläche oder unter $i = 90^\circ$ aus. Fällt Licht unter einem noch größeren Winkel ϱ im dichteren Medium auf das dünnere auf, so findet überhaupt kein Übergang in das dünnere Medium sondern vollständige Reflexion an der Grenzfläche statt. Man nennt diese Erscheinung Totalreflexion und bezeichnet daher den Wert ϱ für

$\sin \varrho = \frac{1}{n}$ als den Grenzwinkel oder als den (eigentlichen) Winkel der

Totalreflexion. Er ist von praktischer Bedeutung, da man aus seiner Beobachtung sehr bequem den Brechungsindex berechnen kann; auch darf kein Prisma, das zur Bestimmung der Lichtbrechung nach der Methode der senkrechten Inzidenz dienen soll, einen größeren Winkel als diesen Grenzwinkel ϱ haben, oder es darf ein anderes Prisma, an dem die Lichtbrechung nach der Methode der Minimalablenkung

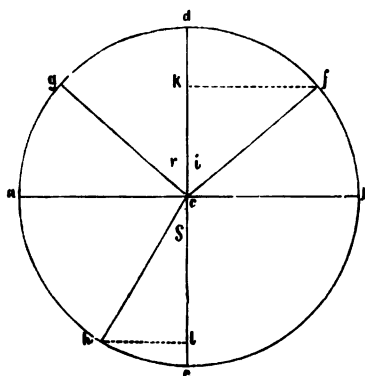


Fig. 34.

¹⁾ Wegen des Anteils, den *Descartes* an dieser Entdeckung hat, s. *Poggendorffs* Gesch. d. Phys. 1879. 311. wo die Entscheidung nicht zugunsten *Descartes*' ausfällt; und ferner *P. Kramer*, Abh. z. Gesch. d. Math. 1882. 4. Heft, wo *Descartes* verteidigt wird.

bestimmt wird, in seinem brechenden Winkel höchstens den doppelten Betrag von ϱ erreichen. In der nachstehenden Tabelle sind für einige Brechungsindizes die Werte für den Grenzwinkel ϱ und für seinen doppelten Wert angegeben.

Winkel der Totalreflexion.

	Brechungs- index für Na- Licht n (bzw. ϵ , ω)	Grenzwinkel ϱ $\sin \varrho = \frac{1}{n}$	Größter Winkel $\alpha = 2\varrho$ für Prismen zur Beob- achtung der Minimal- ablenkung
Wasserstoff, flüssig	1,102	65° 9'	130° 18'
Sauerstoff, flüssig	1,222	54° 55'	109° 50'
Eis ω	1,309	49° 49'	99° 38'
Wasser	1,333	48° 36'	97° 12'
Flußspat	1,434	44° 13'	88° 26'
Crownglas (Objektträger, Deck- gläser	1,522	41° 4'	82° 8'
Kanadabalsam	1,537	40° 35'	81° 10'
Quarz ω	1,544	40° 22'	80° 44'
Quarz ϵ	1,553	40° 5'	80° 10'
Schweres Flintglas	1,650	37° 18'	74° 36'
Granat (Pyrop)	1,750	34° 51'	69° 42'
Schwerstes Silikatflint	1,917	31° 27'	62° 54'
Diamant	2,417	24° 26'	48° 52'
Rutil ω	2,616	22° 28'	44° 56'
Rutil ϵ	2,903	20° 9'	40° 18'
Eisenglanz ϵ	2,92	20° 2'	40° 4'
Eisenglanz ω	3,20	18° 13'	36° 26'

17. Huygenssche Konstruktion bei Reflexion und Brechung. Eine Lichtbewegung, wie sie Fig. 34 geometrisch darstellt, ist experimentell nicht möglich, da ein leuchtender Punkt nicht zu sehen ist, oder da nach *Huygens* ein sichtbarer Lichtstrahl, so dünn er auch sein mag, stets aus einer großen Zahl von parallelen Strahlen, d. h. aus einem Strahlenbündel, besteht. Wenn wir aber dem Strahl die nötige Breite geben, so können wir in der Tat nach dem *Huygensschen* Prinzip der einhüllenden Wellen das Reflexions- und das Brechungsgesetz sehr überzeugend erklären. Wir wollen dazu die Lichtquelle sehr weit entfernt und daher die einzelnen elementaren Ätherstrahlen, die den physikalisch faßbaren Lichtstrahl zusammensetzen, parallel annehmen, sodaß die einhüllende Welle in eine ebene Welle übergeht. Mit einer solchen ebenen Welle kann man sehr sicher experimentieren, da man zu ihrer Herstellung nur eines auf Unendlichkeit eingestellten Kollimators und zu ihrer Beobachtung nur eines ebenfalls auf Unendlichkeit eingestellten Fernrohrs bedarf¹⁾.

¹⁾ Wenn wir von dieser Fernrohrbeobachtungsmethode gelegentlich abweichen, wie bei der Untersuchung der mikroskopischen Bilder an doppelbrechenden Platten nach *Duc de Chaulnes-Sorby*, so werden wir auch Resultate erhalten, die von den zunächst erwarteten abweichen.

Die Erklärung des ersten und zweiten Grundgesetzes gab *Huygens* in seinem berühmten Werk von 1690. Hiernach bildet jeder von der einfallenden ebenen Welle AC (Fig. 35) getroffene Punkt der Grenze AB der beiden Medien den Ausgangspunkt einer kugelförmigen Welle, sodaß

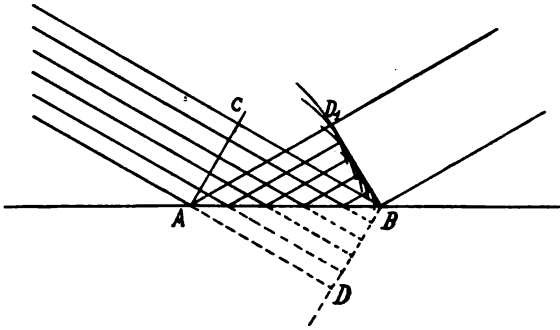


Fig. 35.

man zunächst eine vollkommene Zerstreuung erwarten sollte. Alle diese Kugeln haben aber nur eine einzige gemeinsame Tangentialebene, die in der Querschnittsfigur 35 als Linie BD_1 erscheint. Nur senkrecht zu dieser Tangentialebene erfolgt ein gemeinsames Fortschreiten jener Elementarwellen, die wir als reflektierten Strahl wahrnehmen. Ebenso leitet sich das

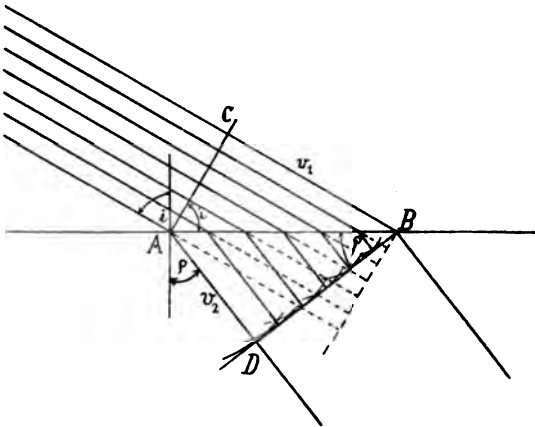


Fig. 36.

Gesetz von dem konstanten Sinusverhältnis, also das obige dritte Grundgesetz aus dem *Huygensschen* Prinzip der einhüllenden Welle ab. In Fig. 36 stellt die Gerade AB wieder die Grenze der beiden Medien dar, von denen unten das optisch dichtere Medium mit der geringeren Lichtgeschwindigkeit und oben das dünnere Medium mit der größeren Lichtgeschwindigkeit liegt. Während nun die eine Seite der ebenen Welle von C bis B fortschreitet, breitet sich die andere Seite bei A kugelförmig im

zweiten Medium um die kleinere Strecke AD aus. Und ähnlich geschieht die Ausbreitung von Punkten zwischen A und B zu entsprechenden Punkten zwischen B und D . Nimmt man in der Konstruktion $AB = 1$ an, so ist $V_1 = \sin i$, $V_2 = \sin \varrho$, also

$$\frac{\sin i}{\sin \varrho} = n = \frac{V_1}{V_2}.$$

Der Brechungsindex ist also gleich dem Quotienten aus den Lichtgeschwindigkeiten in den beiden in Betracht kommenden Medien. Setzt man die Lichtgeschwindigkeit

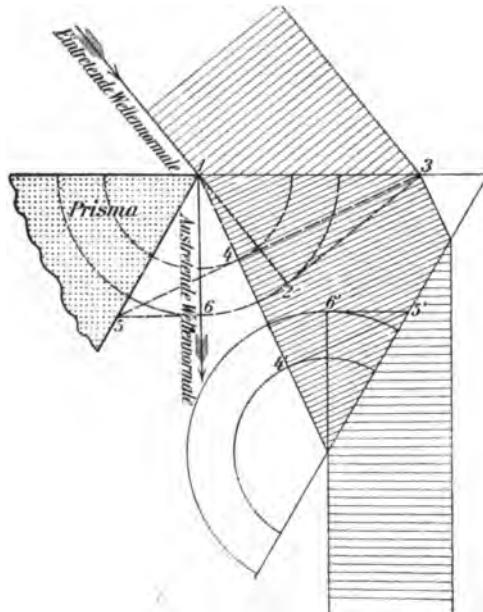


Fig. 37.

in Luft gleich 1, so ist der Brechungsindex eines Mediums auf Luft bezogen gleich dem inversen Wert der Lichtgeschwindigkeit in dem betreffenden Medium.

Nach den Bemerkungen in § 13, S. 47 läßt sich der Brechungsindex schließlich auch definieren als der Quotient aus den Wellenlängen, welche die Lichtbewegung in den beiden Medien annimmt. Sei wieder T die in beiden Medien konstant bleibende Schwingungsdauer, seien ferner λ_1 und λ_2 die Wellenlängen, V_1 und V_2 die Geschwindigkeiten, so ist

$$T = \frac{\lambda_1}{V_1}; \quad T = \frac{\lambda_2}{V_2}.$$

Da nun $\frac{V_1}{V_2} = n$, so ist auch $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = n$.

Um diese wichtige Konstante n , die zur Diagnose der Mineralien oft benutzt wird, zu ermitteln, könnte man daran denken, entweder

1. die Lichtgeschwindigkeiten zu messen, was aber in kleineren Körpern unmöglich ist; oder
2. die Wellenlängen zu messen, was schon eher erreichbar wäre; oder
3. die Winkel i und ϱ zu bestimmen, was mittelst Fernrohr und Kollimator mit jeder wünschenswerten Genauigkeit geschehen kann.

Für die Messung von n ist es also am einfachsten, auf die Winkel i und ϱ zurückzugreifen; für die Zeichnung einer Brechung kommt man dagegen schneller zum Ziel, wenn man sich auf die Lichtgeschwindigkeiten stützt. In Fig. 37 ist angegeben, wie man den Durchgang einer Wellennormale durch ein Prisma graphisch am einfachsten findet. Man schlägt um die im Punkt 1 befindliche brechende Kante des Prisma zwei Halbkreise mit Radien, die den Lichtgeschwindigkeiten in Luft und im Prisma entsprechen. Die weitere Konstruktion geschieht dann in der Reihenfolge der Punkte 1, 2, 3, 4, 5, 6.

Man verlängert die eintretende Wellennormale über 1 hinaus bis 2.

Man legt die Tangente an 2 und verlängert bis zur Eintrittsfläche in 3.

Man zieht die Tangente von 3 aus an den inneren Kreis in 4 und verlängert bis zur Austrittsfläche in 5.

Man zieht die Tangente von 5 aus an den äußeren Kreis bis 6.

Man verbindet den Punkt 1 mit 6 und erhält so die austretende Wellennormale.

Die Punkte 4', 5', 6' dienen nur zur Erläuterung der Konstruktion an dem breiter gezeichneten Prisma. Man kann auch anstatt mit den Lichtgeschwindigkeiten mit deren reziproken Werten, also mit Brechungsindizes operieren; in diesem Fall entspräche die Strecke 1 2 dem Brechungsindex des zweiten und 1 4 dem des ersten Mediums.

18. Absoluter und relativer Brechungsindex. Man pflegt die Messungen von n in Luft auszuführen und bezeichnet das hierbei gefundene Verhältnis der Geschwindigkeit des Lichtes in Luft zu der Geschwindigkeit im Mineral als den relativen Brechungsindex oder als den Brechungsindex schlechthin. Zum Unterschied hiervon wird der Brechungsindex gegenüber dem leeren Raum der absolute Brechungsindex genannt. Beide lassen sich innerhalb der bei petrographischen Untersuchungen zulässigen Fehlergrenzen miteinander vertauschen, weil die Lichtbrechung in Luft sehr wenig von der des leeren Raumes, die gleich 1 gesetzt wird, abweicht (n für Luft bei 760 mm Druck und bei 0° ist 1,000292). Nennen wir $n_1 = 1$ den Brechungsindex des leeren Raumes n_2 den der Luft und n_3 den absoluten Brechungsindex des Minerals, so ist nach Fig. 38, und da $\sin \beta = \sin \alpha_1$,

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_2; \quad \frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = \frac{n_3}{n_2}; \quad \frac{\sin \alpha}{\sin \beta_1} = n_3.$$

Der unter gewöhnlichen Verhältnissen gemessene relative Brechungsindex ist $n_3 : n_2$; aus ihm erhält man den absoluten Wert n_3 durch Multiplikation mit $n_2 = 1,000292$. Einige Zahlenbeispiele werden den Einfluß am besten verdeutlichen.

Absoluter und relativer Brechungsindex.

Brechungsindex auf den leeren Raum bezogen	Brechungsindex auf Luft bezogen
1,3384	1,3380
1,5004	1,5000
1,8005	1,8000
2,5007	2,5000
3,0009	3,0000

Selbst bei sehr stark voneinander verschiedenen Werten treten die Unterschiede der Brechungsindizes untereinander erst in fünf Ein-

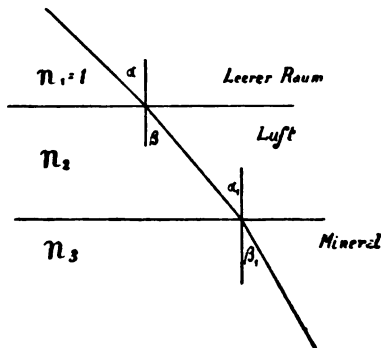


Fig. 36.

heiten der vierten Dezimale hervor. Bei den meisten gesteinsbildenden Mineralien, deren Brechungsindizes unterhalb 1,8 liegen, handelt es sich sogar nur um eine Einheit der vierten Dezimale; denn man findet für die absoluten Werte 1,5004 und 1,8005, also einen Unterschied von 0,3001. und für die relativen Werte 1,5000 und 1,8000, also einen Unterschied von 0,3000. Diese Abweichung der Unterschiede um eine Einheit der vierten Dezimale spielt aber bei der Mineraldiagnose, die uns hier doch besonders interessiert, gar keine Rolle.

19. Weißes Licht und einfarbiges Licht. Nach unseren bisherigen Betrachtungen ist die Brechung eine Folge der verschiedenen Geschwindigkeiten in den verschiedenen Medien, wobei wir bis jetzt in einem homogenen und isotropen Medium eine einzige Geschwindigkeit

angenommen haben. Wenn man aber die Versuche über Brechung mit weißem Licht anstellt, sieht man, daß dieses verschieden stark gebrochen wird, woraus wir schließen, daß es aus verschiedenen Lichtqualitäten besteht, die sich zwar nicht im leeren Raum, wohl aber in optisch dichteren Medien mit verschiedener Geschwindigkeit fortpflanzen. An Stelle der verschiedenen Geschwindigkeiten können wir auch die Schwingungszahlen oder bequemer die verschiedenen Wellenlängen setzen. — Bei normalen Verhältnissen in gut durchsichtigen Medien steigt die Brechbarkeit des Lichtes vom roten zum blauen Ende des Spektrums, also mit abnehmender Wellenlänge. Man nennt diese Erscheinung die Farbenzerstreuung oder die spektrale Zerlegung des Lichtes oder seine Dispersion. Zur genaueren Orientierung im Spektrum des Sonnenlichtes dienen die *Fraunhoferschen* Linien, über deren Verteilung § 83 Aufschluß gibt. Die Größe der Dispersion ist bei verschiedenen Medien sehr verschieden und zwar sowohl für das ganze Spektrum, als auch in den Verhältnissen der einzelnen Spektralbezirke zueinander; es steht also die spektrale Zerlegung etwa von gelb bis grün in keiner allgemeinen Beziehung zur Gesamtdispersion, sondern ist für jeden Teil des Spektrums eine jeder Substanz eigentümliche.

Man gibt zuweilen die Dispersion durch den Unterschied $n_v - n_c$ an und nennt diese Differenz die totale Dispersion im Gegensatz zur partiellen Dispersion, die sich auf kleine Spektralbezirke bezieht. Man bezeichnet als mittlere Dispersion das Intervall zwischen den *Fraunhoferschen* Linien C und F, was besonders bei optischen Gläsern gebräuchlich ist, wo die mittleren lichtstarken Teile des Spektrums eine Rolle spielen. Man nennt nach *Abbe* relative Dispersion den Ausdruck $(n_F - n_C) : (n_D - 1)$, den man gewöhnlich, um bequemere Zahlen zu erhalten, mit dem reziproken Wert

$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$$

angibt; n_C , n_D und n_F sind die Brechungsindizes für die *Fraunhoferschen* Linien C, D und F. Das Charakteristische dieser Werte ν zeigt nachfolgende Zusammenstellung, deren n -Werte z. T. den *Landolt-Börnsteinschen* Tabellen entnommen sind. Am auffallendsten ist wohl der geringe Unterschied der relativen Dispersion des stark dispergierenden Diamanten und schwach dispergierenden Wassers; aus Diamant und Wasser könnte man keine achromatische Linse konstruieren.

Eine einfache Beziehung zwischen Brechungsindex und Wellenlänge hat sich bis jetzt nicht finden lassen. Näherungsweise gilt die *Cauchysche* Gleichung

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}.$$

Reziproke Werte der relativen Dispersion einiger Medien mit den Brechungsindizes n_c , n_D , n_F .

	n_c	n_D	n_F	ν
Atmosphärische Luft	1,0002914	1,0002922	1,0002943	100,7
Flußspat	1,4325	1,4338	1,4371	94,3
Kalkspat ϵ	1,4846	1,4864	1,4907	79,7
Wasserstoff, gasförmig	1,0001387	1,0001392	0,0001406	73,3
Quarz ω	1,5419	1,5442	1,5497	69,8
Phosphat Crown-Glas	1,5141	1,5164	1,5216	68,9
Quarz ϵ	1,5509	1,5533	1,5590	68,3
Leichtes Crown-Glas	1,5076	1,5100	1,5156	63,8
Diamant	2,4104	2,4175	2,4354	56,7
Wasser	1,3315	1,3333	1,3375	55,6
Kalkspat ω	1,6544	1,6584	1,6678	49,1
Steinsalz	1,5407	1,5443	1,5534	42,9
Flintglas	1,6457	1,6512	1,6649	33,9
Benzol	1,4966	1,5013	1,5133	30,0
Schwerstes Silikatflint	1,9052	1,9170	1,9481	21,4
α -Brom-Naphtalin	1,6500	1,6588	1,6825	20,3
Jodmethylen	1,7314	1,7413	1,7685	20,0
Zinkblende	2,3439	2,3676	2,4313	15,6
Jodsilber	2,1531	2,1816	2,2787	9,4

Hat man also für drei Linien des Spektrums mit den Wellenlängen λ_1 , λ_2 , λ_3 die Brechungsindizes n_1 , n_2 , n_3 gemessen, so erhält man ein Gleichungssystem

$$n_1 = a + \frac{b}{\lambda_1^2} + \frac{c}{\lambda_1^4}; \quad n_2 = a + \frac{b}{\lambda_2^2} + \frac{c}{\lambda_2^4}; \quad n_3 = a + \frac{b}{\lambda_3^2} + \frac{c}{\lambda_3^4}.$$

Führt man hier die Bezeichnungen ein

$$d_1 = n_1 - n_2; \quad k_1 = \frac{1}{\lambda_2^2} - \frac{1}{\lambda_1^2}; \quad k_3 = \frac{1}{\lambda_2^4} - \frac{1}{\lambda_1^4};$$

$$d_2 = n_3 - n_2; \quad k_2 = \frac{1}{\lambda_3^2} - \frac{1}{\lambda_2^2}; \quad k_4 = \frac{1}{\lambda_3^4} - \frac{1}{\lambda_2^4},$$

so berechnen sich die Konstanten c , b , a folgendermaßen

$$c = \frac{d_1 k_2 - d_2 k_1}{k_2 k_3 - k_1 k_4}; \quad b = \frac{d_1 k_4 - d_2 k_3}{k_1 k_4 - k_2 k_3}; \quad a = n_1 - \frac{b}{\lambda_1^2} - \frac{c}{\lambda_1^4}.$$

Mit diesen Konstanten findet man dann andere zu den Wellenlängen λ_4 , λ_5 usw. gehörende Brechungsindizes n_4 , n_5 usw. aus den Gleichungen

$$n_4 = a + \frac{b}{\lambda_4^2} + \frac{c}{\lambda_4^4}; \quad n_5 = a + \frac{b}{\lambda_5^2} + \frac{c}{\lambda_5^4} \text{ usw.}$$

Für stark dispergierende Substanzen wie z. B. für Flintgläser mit der relativen Dispersion 33,9 können die berechneten Werte bis zu sieben Einheiten der fünften Dezimale von den beobachteten abweichen.

Unter vielen andern vorgeschlagenen Dispersionsformeln zeichnet sich durch ihre Einfachheit und ihre Genauigkeit eine von *J. Hartmann* angegebene aus¹⁾:

$$n = a + \frac{b}{(\lambda - c)^{1.2}}.$$

Bis zur vierten Dezimale kann die Formel auch noch folgende einfachere Gestalt annehmen:

$$n = a + \frac{c}{\lambda - b}.$$

Hier erhält man für drei Linien mit den drei Wellenlängen λ_1 , λ_2 , λ_3 das Gleichungssystem

$$n_1 = a + \frac{c}{\lambda_1 - b}; \quad n_2 = a + \frac{c}{\lambda_2 - b}; \quad n_3 = a + \frac{c}{\lambda_3 - b},$$

woraus sich die Konstanten a , b , c folgendermaßen berechnen:

$$a = \frac{k_1 d_2 - k_2 d_1}{l_1 d_2 - l_2 d_1}, \text{ wo}$$

$$k_1 = n_1 \lambda_1 - n_2 \lambda_2; \quad d_1 = n_2 - n_1; \quad l_1 = \lambda_1 - \lambda_2;$$

$$k_2 = n_2 \lambda_2 - n_3 \lambda_3; \quad d_2 = n_3 - n_2; \quad l_2 = \lambda_2 - \lambda_3;$$

ferner

$$b = \frac{a l_1 - k_1}{d_1},$$

$$c = \lambda_1 (n_1 - a) + b(a - n_1).$$

Mit diesen Konstanten findet man dann wieder die Brechungsindizes beliebiger anderer Linien.

20. Refraktionskonstante. Seit *Newton* sucht man nach einem Gesetz zwischen Brechungsindex und spezifischem Gewicht. Ausdrücke wie

$$\frac{n^2 - 1}{d} \quad \text{oder} \quad \frac{n - 1}{d} \quad \text{oder} \quad \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{d},$$

wo n den Brechungsindex und d die Dichte darstellen, zeigen oft eine auffallende Konstanz sowohl bei ganz verschiedenen Körpern wie Luft und Quarz, als auch bei ein und demselben Körper in verschiedenen Dichtigkeitsstadien, also bei verschiedenen Temperaturen oder Drucken. Häufig treten allerdings auch ganz erhebliche Abweichungen auf. Man nennt die obigen Werte die Refraktionskonstante oder das spezifische Brechungsvermögen oder die spezifische Refraktion. Der erste Ausdruck wurde von *Newton* aufgestellt.

¹⁾ Publ. d. Astrophys. Observatoriums Potsdam. 12. 1898. Nr. 42.

als er von der später widerlegten Ansicht ausging¹⁾, die Ablenkung des Lichtes im brechenden Medium werde durch dessen stärkere Anziehung auf den Lichtstoff hervorgerufen. Auch *Laplace* hat sich mit dieser Formel beschäftigt²⁾ und ihr ebenfalls eine Art Begründung nach der Emissionstheorie zuteil werden lassen, während *Schrauf* sie nach der Undulationstheorie zu stützen versuchte³⁾. Ihre Inkonstanz ist indessen, entgegen den Messungen von *Biot* und *Arago*⁴⁾ durch *Dale* und *Gladstone*⁵⁾ und durch *V. v. Lang*⁶⁾ auf das deutlichste erwiesen.

Die zweite oben angeführte Formel $(n - 1)/d$ ist jüngeren Datums und wurde wohl zuerst von *A. Beer* 1853 vorgeschlagen⁷⁾, als er darauf hinwies, daß der Brechungsindex der Luft sehr wenig von der Einheit verschieden und daher $(n^2 - 1)$ nahezu $(n - 1)$ proportional sei $[(n^2 - 1) = (n + 1)(n - 1) = \text{nahezu } 2(n - 1)]$, und daß daher, wenn die erste Formel zu einem konstanten Wert führe, dies die zweite auch tun müsse. Experimentell wurde dann von *Dale* und *Gladstone*⁸⁾ an einer Reihe organischer Flüssigkeiten nachgewiesen, daß der Quotient $(n - 1)/d$ gegenüber Temperaturschwankungen eine immerhin größere Konstanz besitzt, als der alte *Newtonsche* Wert. *H. Landolt*⁹⁾ und andere Forscher haben die Konstanz des Ausdrucks $(n - 1)/d$ dadurch zu erhöhen versucht, daß sie den gewöhnlich für Na-Licht bestimmten Brechungsindex durch den Wert a der *Cauchyschen* Dispersionsformel (s. o. S. 59) ersetzten; indessen sind die Vorteile gering. Auch diese Formel $(n - 1)/d$ wurde, zuerst wohl von *C. E. de Klercker*¹⁰⁾, theoretisch begründet. Jeder Körper besteht danach aus einem Gemenge von freiem Äther, wie er im Vakuum vorkommt, und aus dem um die Körpermoleküle verdichteten Äther. Denken wir uns die Körpermoleküle mit dem dichteren Äther auf der einen und den reinen Äther auf der andern Seite, so seien die Breiten dieser beiden Teile in der Längeneinheit

$$m \text{ und } (1 - m).$$

Die Zeiten, die das Licht zum Durchlaufen der Teile braucht, sind umgekehrt proportional den Geschwindigkeiten oder direkt proportional den Brechungsindizes (s. § 17, S. 56). Der Brechungsindex für Äther sei

1) *Opticks*. 3. Aufl. 1721. 247.

2) *Mécanique céleste*. IV. Livre 10. 1805. 237.

3) *Pogg. Ann.* **119**. 1863. 471. Auch *Physik. Studien*. Wien 1867. 33—38.

4) *Mém. math.-phys. Inst. national de France*. t. VII. premier sem. 1806. 301; t. VIII, second sem. 1807. 39. S. a. *Aragos* sämtl. Werke. **15**. 1860. 610 ff.

5) *Philos. Trans.* **153**. 1863. 321.

6) *S. W. A.* **69**. II. 1874. 451.

7) *Einl. i. d. höhere Optik*. 1. Aufl. 1853. 36. oder 2. Aufl. 1882. 397. Siehe auch *A. Schrauf*, *Physikal. Studien*. 1867. 25, wo diese Formel auch mit *Dulong* in Zusammenhang gebracht wird.

8) l. c. **153**. 1863. 317—343.

9) *Pogg. Ann.* **117**. 1862. 353; **122**. 1864. 545 und **123**. 1864. 595—628.

10) *Bihang till K. Svenska Vet. Akad. Handlingar*. Bd. 7. Nr. 1. Stockholm 1882. 29. S. a. *Mallard*, *Traité*. II. 1884. 476. ferner *L. Zehnder*, *Wied. Ann.* **34**. 1888. 119.

gleich 1, für die Materie sei er ν und für das Gemisch n , dann ist die zum Durchlaufen der Längeneinheit erforderliche Zeit

$$\begin{aligned} n &= \nu m + (1 - m), \\ n - 1 &= m(\nu - 1). \end{aligned}$$

Die Länge m in der Längeneinheit (oder Volumeinheit) ändert sich mit dem Druck und ist direkt proportional der Dichte d , wenn man sich vorstellt, daß der zwischen den Körpermolekülen liegende Äther durch den Druck gleichsam herausgepreßt wird. Bei diesem zusammengedrückten Körper sind die Körpermoleküle in der Längeneinheit des ganzen Körpers zahlreicher geworden und zwar proportional dem Druck, sodaß wir haben

$$m = k d,$$

wo k ein konstanter Faktor ist. Aus den beiden letzten Gleichungen folgt

$$\frac{n-1}{d} = k(\nu-1).$$

Da die rechte Seite aus lauter konstanten Faktoren besteht, so ist damit auch die Konstanz der linken Seite bewiesen. Wenn dennoch die Beobachtungen mit diesen theoretischen Überlegungen in vielen Fällen nicht genau übereinstimmen¹⁾, so mag dies daran liegen, daß Körpermoleküle und Äther sich nicht in der einfachen Weise trennen lassen, wie das oben angenommen ist, sondern daß die Körpermoleküle durch Anziehung eine Verdichtung des Äthers — um dieses Bild zu gebrauchen — in ihrer nächsten Umgebung hervorrufen, eine Verdichtung, für die wir noch kein Maß in die Rechnung einsetzen können.

Die dritte Formel

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{d}$$

wurde gleichzeitig von *Lorenz*²⁾ und *Lorentz*³⁾ aufgestellt und neuerdings auch von *O. Wiener* theoretisch begründet⁴⁾. Indessen wurde auch bei dieser Formel sehr oft eine Abweichung von der erhofften Konstanz beobachtet, trotzdem sich öfters gezeigt hat, daß dieser dritte Ausdruck selbst bei Änderung des Aggregatzustandes ein und derselben Substanz eine gewisse Konstanz bewahrt⁵⁾.

¹⁾ Wasser zeigt z. B. die höchste Lichtbrechung nicht im Zustand der höchsten Dichte, also bei 4°, sondern nach *C. Pulfrich* bei —1,5°.

²⁾ Wied. Ann. 11. 1880. 70.

³⁾ Wied. Ann. 9. 1880. 641.

⁴⁾ Verh. K. S. Ges. Wiss. Leipzig. Math.-phys. Kl. 62. 1910. 256.

⁵⁾ Das Vertrauen, das *Brillouin* der dritten Formel bei dem Vergleich der Refraktionskonstanten von Kalkspat und Aragonit entgegenbringt, ist nicht ganz gerechtfertigt, da es auf einem Rechenfehler beruht. Für Kalkspat findet man 0,1255 anstatt *Brillouins* 0,1210, für Aragonit 0,1215. C. R. 153. 1911. 240. Ref. N. J. 1913. I. 360.

Außer den obigen drei Ausdrücken sind noch andere Formeln für die Refraktionskonstante vorgeschlagen worden, so von *H. Barvir*¹⁾ der Quotient $(n-x)/d$, wo x in verschiedenen isomorphen Gruppen verschiedene Werte annehmen soll; ferner von *Jost*²⁾ $\frac{n-1}{n+2} \cdot \frac{1}{d}$; von *Ketteler*³⁾ $\frac{n-1}{n^2+x} \cdot \frac{1}{d}$; von *Edwards*⁴⁾ $\frac{n-1}{n} \cdot \frac{1}{d}$; von *Eykmans*⁵⁾ $\frac{n^2-1}{n+1} \cdot \frac{1}{d}$; von *Zechini*⁶⁾ $\frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{1}{d}$. Indessen werden sie alle den Beobachtungen nicht vollkommen gerecht. Der Satz vom konstanten Refraktionsvermögen ist also trotz der mehr als 200jährigen außerordentlich zahlreichen Untersuchungen immer noch nicht klar formuliert. Wer sich darüber orientieren will, sei auf die Zusammenstellungen in folgenden Werken verwiesen: *Wüllner*, Lehrb. der Experimentalphysik, II. 4. Aufl. 1883. 176 ff. — *Graham-Otto*, Lehrb. der Chemie, I. 3. 3. Aufl. 1898. 6. Kap., bearbeitet von *E. Rimbach*, 567 ff. — *Winkelmann*, Handb. d. Physik. 2. Aufl. 6. Bd. 1906. 636 ff. — *Müller-Pouillet*, Lehrb. d. Physik. 10. Aufl. 2. Bd. 1. Abt. 3. Buch. 1907. 210 ff. *Chwolson*, Lehrb. d. Physik. II. 1904. 388 ff. — *W. A. Roth* und *F. Eisenlohr*, Refraktometrisches Hilfsbuch. Leipzig 1911. — *F. Eisenlohr*, Spektrochemie organ. Verbindungen. Stuttgart 1912.

Bei doppelbrechenden Medien pflegt man nach *E. Mallard*⁷⁾ an Stelle von n die besonderen Brechungsindizes ω und ε oder α , β und γ in der Form $\frac{2\omega + \varepsilon}{3}$ oder $\frac{\alpha + \beta + \gamma}{3}$ zu setzen. Auch ist von *W. J. Pope*⁸⁾ vorgeschlagen worden, bei den Berechnungen der Refraktionskonstanten die optische Indikatrix (s. § 28 und 32) zugrunde zu legen. Da nun eine solche Indikatrix bei den isotropen Medien eine Kugel, bei den einachsigen Medien ein Rotationsellipsoid und bei den zweiachsigen Medien ein dreiaxsiges Ellipsoid vorstellt, und da deren Inhalte sich zueinander verhalten wie $\frac{4}{3} \pi n^3$ zu $\frac{4}{3} \pi \omega^2 \varepsilon$ zu $\frac{4}{3} \pi \alpha \beta \gamma$, so können an Stelle von n die Ausdrücke

$$\sqrt[3]{\omega^2 \varepsilon} \text{ oder } \sqrt[3]{\alpha \beta \gamma}$$

treten. Übrigens sind diese Ausdrücke von den *Mallardschen* $\frac{1}{3}(2\omega + \varepsilon)$ und $\frac{1}{3}(\alpha + \beta + \gamma)$ umso weniger verschieden, je geringer die Doppel-

¹⁾ Sitz.-Ber. K. Böhm. Ges. Wiss. Prag. 1904. 1—32. Ref. N. J. 1905. II. 169. Z. X. 42. 1906. 410.

²⁾ Wied. Ann. 20. 1883. 47.

³⁾ Wied. Ann. 30. 1887. 288.

⁴⁾ Am. Chem. Journ. 16. 1894. 625; 17. 1894. 473.

⁵⁾ Rec. trav. chim. 14. 1895. 185.

⁶⁾ Gazz. chim. Ital. 25. II. 1895. 269.

⁷⁾ Traité de cristallogr. II. 1884. 474.

⁸⁾ Z. X. 28. 1897. 114. S. a. V. *Rosicky*, Bull. intern. Acad. Bohême 16. 1911. 8 S. Ref. N. J. 1913. II. 5.

brechungen sind. Folgende Rechenbeispiele zeigen deutlich, daß man bei Doppelbrechungen, die das 8fache der Quarzdoppelbrechung nicht übersteigen, wie bei Hornblende oder Anatas, keine bemerkenswerten Unterschiede zwischen der *Mallardschen* und der *Popeschen* Formel zu erwarten hat; man wird also die einfachere *Mallardsche* Formel vorziehen.

Mittlere Lichtbrechung bei doppelbrechenden Medien.
Nach *Mallard* und nach *Pops*.

	α β γ	$\gamma - \alpha$	Nach <i>Mallard</i> $\frac{\alpha + \beta + \gamma}{3}$	Nach <i>Pops</i> $\sqrt[3]{\alpha\beta\gamma}$		ϵ u. ω	$\epsilon - \omega$	Nach <i>Mallard</i> $\frac{2\omega + \epsilon}{3}$	Nach <i>Pope</i> $\sqrt[3]{\omega^2\epsilon}$
Schwefel	1,9505 2,0383 2,2405	0,2900	2,0764	2,0729	Rutil	2,6158 2,9029	0,2871	2,7115	2,7082
Aragonit	1,5301 1,6816 1,6859	0,1558	1,6325	1,6309	Kalkspat	1,6584 1,4864	0,1720	1,6011	1,5990
Basaltische Hornblende	1,6800 1,7250 1,7520	0,0720	1,7190	1,7187	Anatas	2,5618 2,4886	0,0732	2,5374	2,5372
Epidot	1,7305 1,7540 1,7677	0,0872	1,7507	1,7507	Mejo- nit	1,5970 1,5580	0,0390	1,5840	1,5839
Diopsid	1,6710 1,6780 1,7000	0,0290	1,6830	1,6830	Turma- lin	1,6401 1,6220	0,0181	1,6341	1,6340

21. Brechungsindizes von Mischungen. Im Anschluß an die letzten Überlegungen kann das optische Verhalten der Mischungen aus dem optischen Verhalten der Komponenten berechnet werden. Solche Berechnungen müssen umso genauer mit den Beobachtungen übereinstimmen, je reiner die Mischungen erfolgen, d. h. je weniger von einer Kontraktion oder Dilatation oder gar von einer chemischen Beeinflussung der sich mischenden Substanzen die Rede ist. Bei echten isomorphen Mischungen ist also eine derartige Berechnung durchaus exakt.

Nennt man n_1 und n_2 die Brechungsindizes der Komponenten, N den Brechungsindex der Mischung, und analog d_1 , d_2 und D die spezifischen Gewichte, g_1 , g_2 und $(g_1 + g_2)$ die Gewichte, so gilt:

$$\frac{n_1^2 - 1}{d_1} g_1 + \frac{n_2^2 - 1}{d_2} g_2 = \frac{N^2 - 1}{D} (g_1 + g_2), \quad \text{I}$$

oder wenn man an Stelle von $(n^2 - 1)/d$ die andern S. 63 genannten Ausdrücke einführt:

$$\frac{n_1 - 1}{d_1} g_1 + \frac{n_2 - 1}{d_2} g_2 = \frac{N - 1}{D} (g_1 + g_2), \quad \text{II}$$

$$\frac{n_1^2 - 1}{n_1^2 + 2} \cdot \frac{g_1}{d_1} + \frac{n_2^2 - 1}{n_2^2 + 2} \cdot \frac{g_2}{d_2} = \frac{N^2 - 1}{N^2 + 2} \cdot \frac{g_1 + g_2}{D}. \quad \text{III}$$

Diese Gleichungen ergeben sich aus der Annahme der Unveränderlichkeit der Refraktionskonstanten k für alle möglichen Körper, also aus der Annahme

$$\frac{n_1^2 - 1}{d_1} = \frac{n_2^2 - 1}{d_2} = \dots = \frac{N^2 - 1}{D} = k,$$

oder

$$\frac{n_1 - 1}{d_1} = \frac{n_2 - 1}{d_2} = \dots = \frac{N - 1}{D} = k,$$

oder

$$\frac{n_1^2 - 1}{n_1^2 + 2} \cdot \frac{1}{d_1} = \frac{n_2^2 - 1}{n_2^2 + 2} \cdot \frac{1}{d_2} = \dots = \frac{N^2 - 1}{N^2 + 2} \cdot \frac{1}{D} = k.$$

Man braucht ja nur die obigen Gleichungen I, II und III durch k zu dividieren, um jedesmal die Identität

$$g_1 + g_2 = (g_1 + g_2)$$

zu erhalten.

Man kann auch an Stelle der Gewichte die Volumina setzen, was hier für die Gleichung II durchgeführt werden möge. Man muß sich nur erinnern, daß in einer Mischung, die ohne Dilatation oder Kontraktion erfolgt, das Volumen der Mischung gleich der Summe der Volumina der sich mischenden Komponenten ist, oder daß, wenn man jedes Volumen durch den Quotienten von Gewicht und Dichte ausdrückt,

$$\frac{g_1}{d_1} + \frac{g_2}{d_2} = \frac{g_1 + g_2}{D} \text{ ist.}$$

Durch Addition dieser Gleichung zu umstehender Gleichung II folgt

$$n_1 \frac{g_1}{d_1} + n_2 \frac{g_2}{d_2} = N \frac{g_1 + g_2}{D}.$$

Oder es ist, wenn man wieder $g_1/d_1 = v_1$ usw. einsetzt:

$$N = \frac{v_1 n_1 + v_2 n_2}{v_1 + v_2}.$$

Hiernach ist, wie sich *C. Christiansen* 1884 ausdrückt¹⁾, die Zeit, in der das Licht durch die Mischung geht, gleich der Summe der Zeiten, in denen es die Bestandteile durchdringt; oder wie *G. Wulff* 1902 sagt²⁾, der Brechungsindex von Mischkristallen ist den Volumina, nicht den Gewichten der sich mischenden Kristalle proportional.

¹⁾ Wied. Ann. 23. 1884. 305. Der gleiche Gedanke kehrt bei *Le Blanc* und *Rohland* wieder, wenn sie sagen, daß die Äquivalentrefraktionen einen Vergleich für die Zeitverluste angeben, die ein Lichtstrahl erleidet, wenn er eine gleiche Anzahl Äquivalente der verschiedenen Stoffe durchläuft. Zeitschr. phys. Chem. 19. 1896. 261.

²⁾ Z. X. 36. 1902. 13.

Nach der *Christiansenschen* Vorstellung ist die letzte Formel für N ohne weiteres verständlich. Man braucht sich nur wieder des Satzes von den Brechungsindizes und den Lichtgeschwindigkeiten zu erinnern (§ 17, S. 56) und hier an Stelle von N , n_1 und n_2 die zugehörigen Geschwindigkeiten $1/V$, $1/V_1$ und $1/V_2$ zu setzen, dann ist

$$\frac{v_1 + v_2}{V} = \frac{v_1}{V_1} + \frac{v_2}{V_2}.$$

Die linke Seite stellt die Zeit dar zum Durchlaufen der aus den Volumina v_1 und v_2 bestehenden Mischung, während die Quotienten auf der rechten Seite die Teilzeiten zum Durchlaufen der getrennt gedachten Teilvolumina v_1 und v_2 wiedergeben.

Man kann ferner in den obigen Formeln I oder II oder III an Stelle der Gewichte g_1 und g_2 die Anzahl Moleküle a_1 und a_2 der Mischungen je mit den zugehörigen Molekulargewichten M_1 und M_2 multiplizieren, also $g_1 = a_1 M_1$, $g_2 = a_2 M_2$ setzen. Man erhält dann z. B. für die Formel II den Ausdruck:

$$a_1 M_1 \frac{n_1 - 1}{d_1} + a_2 M_2 \frac{n_2 - 1}{d_2} = (a_1 M_1 + a_2 M_2) \frac{N - 1}{D}. \quad (1)$$

Wenn man nun bei isomorphen Mischungen gelten läßt, daß die Molekularvolumina der sich mischenden Komponenten wenig voneinander abweichen, daß also hier

$$\frac{M_1}{d_1} = \frac{M_2}{d_2} \quad (2)$$

gesetzt werden kann; wenn man ferner den oben erwähnten Satz von den Teilvolumina (s. vorige Seite) in die jetzige Sprache überträgt, wo also

$$\frac{a_1 M_1}{d_1} + \frac{a_2 M_2}{d_2} = \frac{a_1 M_1 + a_2 M_2}{D} \quad (3)$$

ist, so kann man aus (1) und (3) die folgende Gleichung bilden:

$$\begin{aligned} & \frac{M_1}{d_1} a_1 (n_1 - 1) + \frac{M_2}{d_2} a_2 (n_2 - 1) = \\ & = \frac{a_1 M_1 + a_2 M_2}{a_1 M_1 + a_2 M_2} (N - 1) \left(\frac{M_1}{d_1} a_1 + \frac{M_2}{d_2} a_2 \right), \end{aligned}$$

die schließlich mit Hilfe von (2) in die zuerst von *Dufet* aufgestellte Form¹⁾

$$N = \frac{a_1 n_1 + a_2 n_2}{a_1 + a_2}$$

übergeht. Diese *Dufetsche* Mischungsregel, wie man sie auch wohl genannt hat, sagt also aus, auf welche Weise sich der Brechungsindex N einer isomorphen Mischung aus den Brechungsindizes n_1 und n_2 der Endglieder berechnet, wenn die Mischung aus je a_1 und a_2 Molekülen besteht.

¹⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 1. 1878. 61.

A. Fock¹⁾ hat der *Dufetschen* Formel eine bequemere Form gegeben, indem er $a_1 + a_2 = 100$ und dann also

$$N = n_2 + a_1 \frac{n_1 - n_2}{100} \text{ setzt.}$$

Hier ist a_1 die in 100 Molekülen der Mischung enthaltene Anzahl Moleküle der einen der beiden Komponenten, während n_1 und n_2 wieder die Brechungsindizes dieser Komponenten sind.

22. Molekular- und Atomrefraktion. Man kann noch einen Schritt weiter gehen und die Regel zur Berechnung der Lichtbrechung von Mischungen aus den Komponenten auf die chemischen Verbindungen übertragen und hierzu die Begriffe der Molekular- und Atomrefraktion einführen. Diese Größen, die man auch Refraktionsäquivalente nennt, erhält man durch Multiplikation der Refraktionskonstanten einer Substanz mit deren Molekular- oder Atomgewicht. Bezeichnet man Refraktionskonstante, Molekulargewicht, Brechungsindex und Dichte eines Moleküls mit den großen Buchstaben R, M, N, D , und die betreffenden Werte eines Atoms mit den kleinen Buchstaben r, m, n, d , so ist je nach der für die Refraktionskonstante gewählten Formel

$$R = M \frac{N^2 - 1}{D}; \quad R = M \frac{N - 1}{D}; \quad R = M \frac{N^2 - 1}{N^2 + 2} \cdot \frac{1}{D};$$

$$r = m \frac{n^2 - 1}{d}; \quad r = m \frac{n - 1}{d}; \quad r = m \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{d}.$$

Man braucht übrigens nicht notwendig ein Molekül bis auf die Atome zu zerlegen, sondern kann bei Atomgruppen stehen bleiben. Schon *Berthelot*, der wohl zuerst den Begriff der Molekularrefraktion gebildet hat, stellte 1856 empirisch die Formel auf²⁾, daß die Molekularrefraktion eines Ester (E) die algebraische Summe der Molekularrefraktionen des Alkohols (A), der Säure (B) und des austretenden Wassers (C), daß also $E = A + B - C$ sei. Hierbei wurde der damaligen Zeit entsprechend für die Refraktionskonstanten der *Newtonsche* Ausdruck $(n^2 - 1)/d$ zugrunde gelegt. *Dale* und *Gladstone* haben dann 1863 diesen Ausdruck nicht nur durch den *Beerschen* Quotienten $(n - 1)/d$ ersetzt, sondern vor allem schon damals darauf hingewiesen, daß in den höheren Gliedern der homologen Reihen organischer Körper die Werte $(n - 1)/d$ zunehmen und daß bei den Isomeren dieser Quotient starken Schwankungen unterliegt. Sie kommen zu dem Schluß (l. c. 1863. 337): „Every liquid has a specific refractive energy composed of the specific refractive energies of its component elements, modified by the manner of combination, and which is unaffected by change of temperature, and accompanies it when mixed with other liquids. The product of this specific refractive

¹⁾ Z. X. 4. 1880. 593.

²⁾ Ann. chim. phys. (3). 48. 1856. 342.

energy, and the density, at any given temperature, is, when added to unity, the refractive index.“ Das oben von mir gesperrt gedruckte „modified by the manner of combination“ ist in seiner ganzen Tragweite bis in die neueste Zeit nicht immer ganz richtig erkannt worden, sonst würde man nicht ab und zu noch der Auffassung begegnen, das Refraktionsvermögen bleibe in chemischen Verbindungen ebenso wie in Gemischen erhalten. Auch für die Lichtbewegung ist eine chemische Verbindung doch etwas anderes als die bloße Nebeneinanderlagerung der (Atome oder Atomgruppen oder) Moleküle in den Mischungen. Diese Verhältnisse sind im Lauf des letzten halben Jahrhunderts durch die Arbeiten der Chemiker, insbesondere durch *Brühl*, *Gladstone*, *Kanonikoff*, *Landolt*, *Schrauf* und viele andere Forscher geklärt worden. Sie sind dabei schon zu recht bemerkenswerten Ergebnissen gelangt und wissen genau zu unterscheiden, ob Sauerstoff als Hydroxyl- oder Karbonsäurestoff, ob Kohlenstoff mit einfacher oder mit doppelter Bindung, ob Stickstoff als Ammoniak- oder Hydroxylamin- oder Nitrilstickstoff usw. in das Molekül eintritt¹⁾.

Die Formel zur Berechnung der Molekularrefraktion aus den Atomrefraktionen lautet nun, wenn noch mit a_1 , a_2 usw. die Anzahl der einzelnen Atome oder Atomgruppen bezeichnet wird

$$R = a_1 r_1 + a_2 r_2 + \dots \text{ usw.},$$

wo dann die Molekular- und Atomrefraktionen R , r_1 , r_2 usw. nach den *Newtonschen* oder *Beerschen* oder *Lorenz-Lorentzschen* Refraktionskonstanten berechnet werden. Man pflegt diese Formel bei Verwendung der *Beerschen* Refraktionskonstanten, also in der Form

$$M \frac{N-1}{D} = a_1 m_1 \frac{n_1-1}{d_1} + a_2 m_2 \frac{n_2-1}{d_2} \text{ usw.},$$

zuweilen als *Gladstonesches* Gesetz zu bezeichnen. Die erste Atomrefraktion hat *H. Landolt* 1864 (l. c.) und zwar für C, H, und O aufgestellt. Der Einfluß der doppelten Bindung des Kohlenstoffs wurde zuerst von *J. Brühl* betont²⁾.

Leider beziehen sich die außerordentlich zahlreichen Beobachtungen der Chemiker zur Ermittlung der Molekular- und Atomrefraktionen hauptsächlich auf organische Verbindungen. Versucht man daher, bei den Mineralien ähnliche Beziehungen zwischen Atom- und Molekularrefraktion aufzudecken und dabei das in der Literatur vorhandene Zahlenmaterial zu verwerten, so überzeugt man sich bald, daß man nur sehr bescheidenen Forderungen gerecht zu werden in der Lage ist. Wollte man etwa aus dem für Quecksilber angegebenen Brechungsindex $n_1 = 1,73$ und dem mittleren Brechungsindex für Schwefel $n_2 = 2,076$ die Lichtbrechung des Zinnobers berechnen, so käme man zu einem von dem beobachteten $N = 2,925$ stark abweichenden Wert. Ähnlich würde es

¹⁾ Einzelheiten und Literatur findet man in den S. 64 aufgeführten Werken.

²⁾ *Liebigs Ann.* 200. 1880. 139.

uns ergeben, wenn wir aus den Konstanten für Fe und O den Brechungsindex des Eisenglanzes berechnen wollten. Bei den Mineralien muß man fast immer an Stelle der Atomrefraktionen die Refraktionen einfacher Grundverbindungen wie SiO_2 , Al_2O_3 usw. setzen; aber auch dann fehlt es am Fundament für derartige Rechnungen, da an auffallend wenigen einfach aufgebauten Mineralien die drei Konstanten: Index — Dichte — Zusammensetzung so bestimmt sind, daß man sie einwandfrei aufeinander beziehen könnte. In der Tabelle auf S. 72 sind einige Fundamentalwerte zusammengestellt. Unter N oder n stehen die Brechungsindizes, unter D oder d die Dichten und unter M oder m die Molekulargewichte der links verzeichneten Mineralien. Die mit r_1, r_2, \dots bezeichneten Kolonnen enthalten die Molekularrefraktionen der darüberstehenden Grundverbindungen. Diese Werte r_1, r_2 sind teils direkt aus einigen Mineralien, teils aus mehreren Mineralien zusammen berechnet worden. Ein in sich geschlossenes System von Gleichungen bilden hier die Mineralien Wollastonit, Granat¹⁾ und Anorthit. Denn hierfür hat man nach der Bezeichnung der Tabelle auf S. 72

$$\begin{aligned} r_1 + r_8 &= R = M \frac{N-1}{D} = 116,4 \frac{1,627-1}{2,88} = 25,3, \\ 3r_1 + r_4 + 3r_8 &= R = M \frac{N-1}{D} = 451,3 \frac{1,744-1}{3,47} = 96,8, \\ 2r_1 + r_4 + r_8 &= R = M \frac{N-1}{D} = 278,9 \frac{1,582-1}{2,76} = 58,6, \end{aligned}$$

woraus dann durch Subtraktion der ersten und letzten Gleichung von der mittleren folgt

$$r_8 = 96,8 - (25,3 + 58,6) = 12,9,$$

und ferner

$$r_1 = 12,4,$$

$$r_4 = 20,9.$$

Nur zufällig stimmt der hieraus berechnete Wert r_1 für SiO_2 mit dem aus Quarz, Tridymit und amorpher Kieselsäure erhaltenen überein; ich sage zufällig, weil diesmal das *Gladstone-Dalesche* „modified by the manner of combination“ nicht in die Erscheinung tritt; im allgemeinen aber pflegt dies der Fall zu sein. Man könnte also wohl Bedenken tragen, die aus Wasser oder Eis berechnete Molekularrefraktion für H_2O gleich der des chemisch gebundenen H_2O in den Silikaten zu setzen und ähnliche Übertragungen bei andern Grundverbindungen vorzunehmen. In der Tat erhält man auch für das aus Korund berechnete Äquivalent für Al_2O_3 einen nicht unerheblich anderen Wert (19,8) als aus den drei obigen Silikaten (20,9), die nun wieder zufällig zu dem gleichen Resultat führen wie Disthen, Andalusit und Sillimanit.

¹⁾ Bei Granat beziehen sich die Zahlen auf eine von *P. Jannasch* analysierte Varietät, die dem reinen Grossular recht nahe kommt.

Wenn sich diese Abweichungen nicht zeigten, so müßte ja die alte, nun widerlegte Auffassung gelten, daß für sehr viele Körper die Refraktionskonstante ein und dieselbe Konstante wäre. Nehmen wir in dessen vorübergehend einmal eine solche Konstanz für die *Beersche* Formel an, so würde sich allerdings die Berechnung der Molekularrefraktion z. B. für K_2O , Al_2O_3 und SiO_2 sehr einfach und zwar aus einem einzigen Mineral wie etwa dem Adular gestalten. In einem solchen Fall wäre nämlich, wenn wir Lichtbrechung und Dichte für K_2O mit n_{10} und d_{10} , für Al_2O_3 mit n_4 und d_4 , für SiO_2 mit n_1 und d_1 (s. Tabelle S. 72) und für Adular mit N und D bezeichnen:

$$\frac{n_{10} - 1}{d_{10}} = \frac{n_4 - 1}{d_4} = \frac{n_1 - 1}{d_1} = \frac{N - 1}{D} \quad (1)$$

$$\underbrace{\frac{n_{10} - 1}{d_{10}}}_{r_{10}} 94,2 + \underbrace{\frac{n_4 - 1}{d_4}}_{r_4} 102,2 + 6 \underbrace{\frac{n_1 - 1}{d_1}}_{r_1} 60,3 = \underbrace{\frac{N - 1}{D}}_R 558,2. \quad (2)$$

Da nun

$$\frac{n_{10} - 1}{d_{10}} = \frac{r_{10}}{94,2}; \quad \frac{N - 1}{D} = \frac{R}{558,2}$$

und ferner nach (1)

$$\frac{r_{10}}{94,2} = \frac{R}{558,2},$$

so folgt

$$r_{10} = R \frac{94,2}{558,2},$$

$$r_4 = R \frac{102,2}{558,2},$$

$$r_1 = R \frac{60,3}{558,2}.$$

Da schließlich

$$R = \frac{N - 1}{D} M \text{ oder für Adular} = \frac{1,523 - 1}{2,57} 558,2 = 113,7$$

ist, so erhalte man für die Molekularrefraktionen von SiO_2 , Al_2O_3 und K_2O die Werte

$$r_1 = 12,3; \quad r_4 = 20,8; \quad r_{10} = 19,2.$$

So einfach liegen die Verhältnisse bis jetzt nicht; es ist uns eben noch kein streng gültiges Gesetz zwischen Lichtbrechung und Dichte bekannt (s. Anfang von § 20, S. 61) und wir müssen schon auf anderem Weg die Molekularrefraktion zu ermitteln versuchen, wie das oben bei dem System Anorthit-Wollastonit-Granat angedeutet ist.

Wenn man nun nach der *Beer-Gladstoneschen* Formel auf S. 69 und nach der Tabelle auf S. 72 die Lichtbrechung N des Diopsids $CaO \cdot MgO \cdot 2SiO_3$ berechnen will, so hat man die Gleichung

Molekularrefraktionen einiger Grundverbindungen und Mineralien.

$$r_1 + r_2 + r_3 + \dots = R; r = m \frac{(n-1)}{d}; R = M \frac{(N-1)}{D}$$

Name	$\frac{N \text{ oder } n}{2 \omega + \epsilon}$ $\frac{\alpha + \beta + \gamma}{s}$	D oder d	M oder m Mole- kular- Gewicht	Formel	SiO ₂ r ₁	TiO ₂ r ₂	ZrO ₂ r ₃	Al ₂ O ₃ r ₄	Fe ₂ O ₃ r ₅	FeO r ₆	MnO r ₇	CaO r ₈	MgO r ₉	K ₂ O r ₁₀	Na ₂ O r ₁₁	H ₂ O r ₁₂	CO ₂ r ₁₃	B ₂ O ₃ r ₁₄	R
Quarz	1,547	2,65	60,3	SiO ₂	12,4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	12,4
Tridymit	1,478	2,30	60,3	SiO ₂	12,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	12,5
SiO ₂ amorph	1,469	2,21	60,3	SiO ₂	12,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	12,5
Rutil	2,711	4,23	80,1	TiO ₂	—	32,4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	32,4
Anatas	2,537	3,86	80,1	TiO ₂	—	31,9	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	31,9
Brookit	2,637	3,88	80,1	TiO ₂	—	33,8	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	33,8
Zirkon α	1,94	4,64	182,9	SiO ₂ · ZrO ₂	12,6	—	24,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	37,1
Zirkon β	1,85	4,21	182,9	SiO ₂ · ZrO ₂	12,5	—	24,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	37,0
Korund	1,766	3,95	102,2	Al ₂ O ₃	—	—	—	19,8	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	19,8
Eisenglanz	3,08	5,29	159,7	Fe ₂ O ₃	—	—	—	—	62,8	—	—	—	—	—	—	—	—	—	62,8
Spinell	1,718	3,60	142,5	Al ₂ O ₃ · MgO	—	—	—	20,6	—	—	—	—	7,7	—	—	—	—	—	28,3
Brucit	1,572	2,38	58,3	MgO · H ₂ O	—	—	—	—	—	—	—	—	7,9	—	—	—	—	—	14,0
Periklas	1,737	3,58	40,3	MgO	—	—	—	—	—	—	—	—	8,3	—	—	—	—	—	8,3
Wasser	1,333	1,00	18,0	H ₂ O	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	6,0
Eis	1,310	0,92	18,0	H ₂ O	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	6,1
Wollastonit	1,627	2,88	116,4	SiO ₂ · CaO	12,4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	25,3
Grossular	1,744	3,47	451,3	3SiO ₂ · Al ₂ O ₃ · 3CaO	12,4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	25,3
Anorthit	1,582	2,77	278,9	2SiO ₂ · Al ₂ O ₃ · CaO	12,4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	96,8
Albit	1,535	2,61	526,0	6SiO ₂ · Al ₂ O ₃ · Na ₂ O	12,6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	58,6
Adular	1,523	2,57	558,2	6SiO ₂ · Al ₂ O ₃ · K ₂ O	12,6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	107,8
Demantoid	1,889	3,83	508,8	3SiO ₂ · Fe ₂ O ₃ · 3CaO	12,6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	118,6
Dalolith	1,649	2,99	320,7	2SiO ₂ · 2CaO · H ₂ O · B ₂ O ₃	12,6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	118,1
Danburit	1,634	2,99	246,7	2SiO ₂ · CaO · B ₂ O ₃	12,6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	69,6
Phenakit	1,659	2,97	110,5	SiO ₂ · 2BeO	12,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	14,4
Diopsid	1,683	3,30	217,0	2SiO ₂ · CaO · MgO	12,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	24,5
Disthen	1,723	3,60	162,5	SiO ₂ · Al ₂ O ₃	12,6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	44,9
Andalusit	1,638	3,18	162,5	SiO ₂ · Al ₂ O ₃	12,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	32,6
Sillimanit	1,666	3,24	162,5	SiO ₂ · Al ₂ O ₃	12,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	33,4
Kalkspat	1,601	2,71	100,1	CaCO ₃	12,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	22,2
Argonit	1,633	2,94	100,1	CaCO ₃	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	21,5
Dolomit	1,628	2,88	184,4	CaCO ₃ · MgCO ₃	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	39,9
					12,5	32,7	24,5	20,6	42 (?)	?	?	12,7	7,8	17,1	11,2	6,0	9,4	13,7	6,0
					SiO ₂	TiO ₂	ZrO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	FeO	MnO	CaO	MgO	K ₂ O	Na ₂ O	H ₂ O	CO ₂	B ₂ O ₃	BeO

$$R = a_1 r_8 + a_2 r_9 + a_3 r_1 = \frac{N-1}{D} M.$$

$$N = 1 + D \frac{a_1 r_8 + a_2 r_9 + a_3 r_1}{M}.$$

Hier ist r_8 die Molekularrefraktion von CaO,

r_9 " " " MgO,

r_1 " " " SiO₂,

a_1 " Anzahl Atomgruppen CaO im Gesamtmolekül; hier = 1,

a_2 " " " MgO " " ; " = 1,

a_3 " " " SiO₂ " " ; " = 2,

M das Molekulargewicht des Diopsids; hier = 216,99,

D die Dichte " " ; " = 3,28.

Also ist

$$N = 1 + 3,28 \frac{12,7 + 7,5 + 2 \times 12,5}{216,99} = 1,682,$$

während die Beobachtung für $\frac{1}{3}(a + \beta + \gamma)$ den Wert 1,683 ergibt.

F. Becke hat nach dieser Formel und den in der 4. Aufl. der „Physiographie“ veröffentlichten Daten der Tabelle auf S. 72, die gegen jetzt nur unbedeutende Abweichungen aufweist, die Brechungsindizes von Klinozoisit, Zoisit, Forsterit, Nephelin, Leucit und Jadeit berechnet und Abweichungen gefunden, die bis in die zweite Dezimale gehen¹⁾. Man sieht also, daß es sich bis jetzt nur um die ersten, ziemlich rohen Näherungswerte für die Molekularrefraktionen einiger Grundverbindungen handeln kann, und daß auf diesem Gebiet noch viel zu erforschen ist. Das Haupthindernis liegt hier in der Beschaffung zuverlässiger Mineralanalysen.

Will man die Lichtbrechung eines nicht nach stöchiometrischen Zahlen aufgebauten Gemisches, etwa eines Gesteinsglases, berechnen und dazu die in der Tabelle auf S. 72 befindlichen Molekularrefraktionen r_1, r_2 usw. verwenden, so muß man wieder auf die ursprünglichen Formeln S. 65 zurückgreifen, z. B. auf die Formel II

$$\frac{n_1 - 1}{d_1} g_1 + \frac{n_2 - 1}{d_2} g_2 + \frac{n_3 - 1}{d_3} g_3 + \dots = \frac{N - 1}{D} (g_1 + g_2 + g_3 + \dots).$$

Vergleicht man diese mit der Formel

$$r_1 a_1 + r_2 a_2 + r_3 a_3 + \dots = \frac{N - 1}{D} M,$$

oder

$$\frac{n_1 - 1}{d_1} m_1 a_1 + \frac{n_2 - 1}{d_2} m_2 a_2 + \frac{n_3 - 1}{d_3} m_3 a_3 + \dots = \frac{N - 1}{D} M,$$

¹⁾ Doelter, Handb. d. Mineralchemie. II. 1. 1914. 3—4.

so kann man die Anzahl Moleküle a_1, a_2, a_3 ersetzen durch Molekularquotienten q_1, q_2, q_3 usw., die man erhält, wenn man die Gewichtsprocente der Grundverbindungen $\text{SiO}_2, \text{Al}_2\text{O}_3, \text{CaO}$ usw. der Analyse durch die Molekulargewichte dividiert und wenn man gleichzeitig $M = 100$ setzt. So folgt für den Brechungsindex eines Glases

$$N = 1 + D \frac{r_1 q_1 + r_2 q_2 + r_3 q_3 + \dots}{100}.$$

M. Stark hat nach dieser Formel die Brechungsindizes von Gesteinsgläsern nach den alten Atomgruppenrefraktionen S. 158 der 3. Aufl. der „*Physiographie*“ berechnet und gute Übereinstimmung gefunden (T. M. P. M. 23. 1904. 549—550).

Drittes Kapitel.

Anisotrope Kristalle ohne Zirkularpolarisation.

Erster Abschnitt.

Optisch einachsige Kristalle ohne Zirkularpolarisation.

23. Huygens und die Lichtbewegung im Kalkspat. Das optische Studium der anisotropen Kristalle geht zurück bis auf die zuerst von *Erasmus Bartholinus* 1669 beschriebene Erscheinung am Isländer Doppelspat¹⁾, die bald darauf von *Huygens* so weit erklärt wurde, wie dies damals ohne Kenntnis des polarisierten Lichtes möglich war. In einem solchen Medium wie Kalkspat pflanzt sich das Licht in doppelter Weise fort. Die eine Lichtbewegung durchläuft den Kristall mit der gleichen Geschwindigkeit in jeder beliebigen Richtung und dehnt sich also, wenn man die Bewegung von einem Punkt ausgehen läßt, überall hin gleich weit aus. Die Oberfläche, bis zu der sich diese Bewegung nach einer bestimmten Zeit erstreckt, ist daher von der gleichen Gestalt wie bei den isotropen Medien, nämlich eine Kugel. Das Licht dieser Art folgt auch den gewöhnlichen Brechungsgesetzen (§ 16, Seite 52 bis 53) und wird daher ordentliches Licht genannt. Im Zusammenhang hiermit spricht man von ordentlichem Strahl, ordentlicher Welle und ordentlichem Brechungsindex. Die andere Lichtbewegung zeigt ein hiervon abweichendes Verhalten. Sie pflanzt sich nicht mit derselben Geschwindigkeit nach allen Richtungen fort, und die Ausbreitung geschieht also auch nicht wie bei den isotropen Medien kugelförmig. Sie folgt nicht immer den gewöhnlichen Brechungsgesetzen, sondern zeigt hier zuweilen etwas ungewöhnliches; sie wird daher als die ausserordentliche Lichtbewegung bezeichnet, deren Strahlen,

¹⁾ Experimenta christalli Islandici disdiacastici quibus mira et insolita refractio detegitur. Kopenhagen 1669. Ein Auszug ist in *Philos. Transact.* 5. 1670. 2039—2048 zu finden.

Wellen und Brechungsindizes ebenfalls diese Benennung tragen. Nur in der Richtung der kristallographischen Hauptachse des Kalkspats hat sie die gleiche Geschwindigkeit wie das ordentliche Licht. In allen Richtungen, die unter gleichen Winkeln gegen die c-Achse geneigt sind, schreitet sie gleich schnell fort, sodaß die Form der Ausbreitungsfläche dieser außerordentlichen Lichtbewegung eine Rotationsfläche sein muß, deren Rotationsachse mit der Hauptachse des Kalkspats zusammenfällt. — Genauere Überlegungen brachten *Chr. Huygens* 1678 auf den 1690¹⁾ veröffentlichten Gedanken, es könne sich um ein Rotationsellipsoid handeln, eine Annahme, die dann experimentell, wenn auch zunächst nur mit den damaligen rohen Mitteln, als richtig befunden und erst viel später mit aller Genauigkeit bestätigt wurde²⁾. Weitere Untersuchungen haben im Laufe der Zeit ergeben, daß die hier am Kalkspat beschriebene Ausbreitung des Lichtes, die wir als doppel-schalig bezeichnen, da sie gleichzeitig nach einer Kugel und nach einem

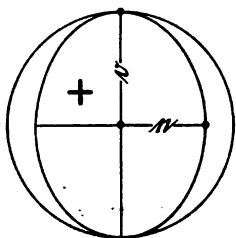


Fig. 39.

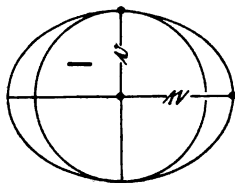


Fig. 40.

Strahlengeschwindigkeitsflächen.

Rotationsellipsoid erfolgt, den Kristallen des tetragonalen, hexagonalen und trigonalen Systems zukommt, während die Kristalle des rhombischen, monoklinen und triklinen Systems dem Licht abermals eine andere Ausbreitung erteilen, von der später die Rede sein wird.

In einer Richtung also pflanzt sich bei den tetragonalen, hexagonalen und trigonalen Kristallen das ordentliche und außerordentliche Licht gleich schnell fort. Man nennt diese Richtung die optische Achse und die zugehörigen Medien optisch einachsigt.

¹⁾ *Traité de la lumière*. 1690. Neudruck. Lipsiae 1885. Übersetzt in *Ostwalds Klassiker* Nr. 20. 1890. Kap. V. S. 49—88.

²⁾ Über die hierbei zur Anwendung gekommenen älteren Methoden s. *Verdet-Exner*, *Wellentheorie des Lichtes*, 1881. I. 433—437. Den vollkommensten experimentellen Beweis hat wohl *Farmer-Hastings*, *Am. Journ.* (3). **35**. 1888. 60—73 erbracht. Man muß hierzu orientierte Präparate anfertigen und nach einer der später zu besprechenden Methoden aus dem Brechungsindex die Strahlengeschwindigkeit berechnen. Wendet man die Methode der Totalreflexion an, so bedarf es nur einer einzigen parallel zur c-Achse liegenden Fläche. Bezüglich der Messungen von *W. Kohlrausch*, *Inaug.-Dissert.* Würzburg 1878, *Ref. Z. X.* **4**. 1880. 621—626, vgl. *Liebisch*, *N. J.* 1885. I. 245—253.

In diesen optischen Achsen berühren sich die beiden Schalen der Lichtausbreitung. Es gibt nun unter den optisch einachsigen Kristallen zwei Arten. Bei den einen haben die außerordentlichen Strahlen die größte Geschwindigkeit in der Richtung der Hauptachse, bei den andern liegt hier die Richtung der kleinsten Geschwindigkeit. Nennt man das Gebilde, bis zu dem die Gesamtheit der ordentlichen und außerordentlichen Strahlen in einer bestimmten Zeit vorgedrungen ist, die *Strahlengeschwindigkeitsfläche*, so hat diese für die eine Art von Kristallen die in Fig. 39, für die andere die in Fig. 40 im Querschnitt durch die optische Achse wiedergegebene Form. Man pflegt die ersteren optisch positive, die letzteren optisch negative einachsige Kristalle oder solche mit positivem und mit negativem optischen Charakter zu nennen. *Biot* hatte dafür die jetzt weniger gebräuchlichen Bezeichnungen der attraktiven und repulsiven Kristalle eingeführt. Diese Bezeichnung erklärt sich aus Fig. 41 und 42, aus denen man ersieht, daß der außerordentliche Strahl bald stärker gebrochen wird als der ordentliche und also vom Einfallslot gleichsam eine Anziehung erfährt, bald vom Einfallslot gleichsam abgestoßen wird.

Unter folgenden 34 einachsigen gesteinsbildenden Mineralien gibt es 12 positive, 18 negative und 4 mit schwankendem Charakter.

Gesteinsbildende einachsige Mineralien.

optisch +	optisch —	optisch ±
Alunit	Anatas	Eudialyt-Eukolit
Apophyllit	Apatit	Fuggerit
Brucit	Cancrinit	Melilith
Eis	Dipyr	Vesuvian
Hussakit	Dolomit	
Hydronephelin	Eisenglanz	
Quarz	Eisenspat	
Rutil	Gehlenit	
Tridymit	Geikielith	
Xenotim	Ilmenit ¹⁾	
Zinnstein	Kalkspat	
Zirkon	Korund	
	Magnesit	
	Melinophan	
	Nephelin	
	Pyrophanit	
	Skapolith	
	Turmalin	

24. Doppelbrechung. Wendet man nun die *Huygenssche* Vorstellung von der doppelschaligen Ausbreitung des Lichtes auf die Brechung in ähnlicher Weise an, wie dies bei der einschaligen Ausbreitung in isotropen Medien geschehen ist, so gelangt man zur Spaltung

¹⁾ Kaum durchsichtig, wohl optisch negativ.

der Lichtstrahlen und damit zur Erklärung der so auffallenden Erscheinung der Doppelbrechung. Die dazu erforderlichen Konstruktionen

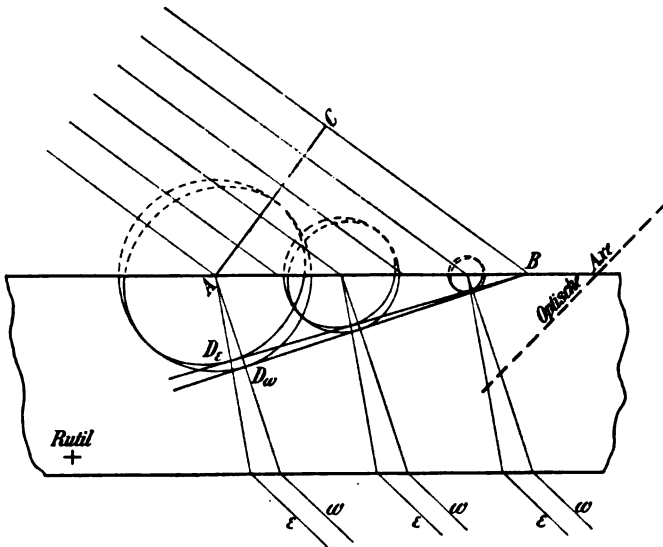


Fig. 41.

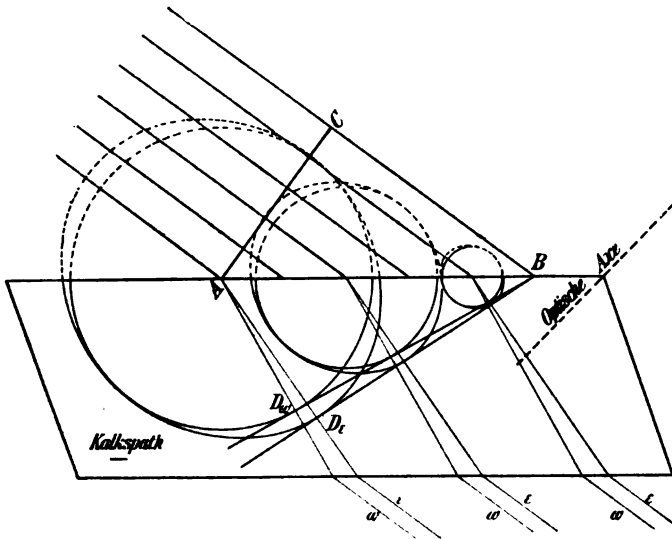


Fig. 42.

zeigen die Fig. 41 und 42, wo sie an zwei kräftig doppelbrechenden Mineralien, dem optisch positiven Rutil und dem optisch negativen Kalkspat, durchgeführt sind, ohne die natürlichen Verhältnisse zu übertreiben.

Die Eintrittsfläche AB sei in Fig. 42 eine Spaltfläche des Kalkspats, in Fig. 41 eine ebenso stark gegen die optische Achse geneigte Fläche am Rutil, die also künstlich angeschliffen zu denken ist. Die Einfallswinkel sind in beiden Figuren von gleicher Größe, um die Vorgänge miteinander vergleichen zu können. Die Konstruktion der in die Kristalle eintretenden Strahlen lehnt sich nun eng an die in Fig. 36, S. 55 gegebene an. Während die ebene Welle AC in Luft von C bis B fortschreitet, wandert die Lichtbewegung in den Kristallen von A teils bis zu einer Kugel mit dem Radius AD_ω , teils bis zu einem Ellipsoid. Legt man an beide Flächen Tangentialebenen, so stellen diese die Lage der gebrochenen Wellenebenen dar. Die Berührungspunkte D_ω und D_ϵ dieser Wellenebenen mit den Strahlen-

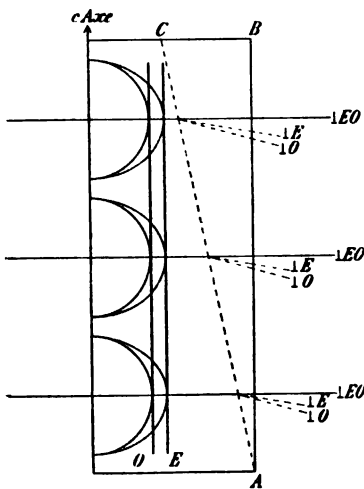


Fig. 43.

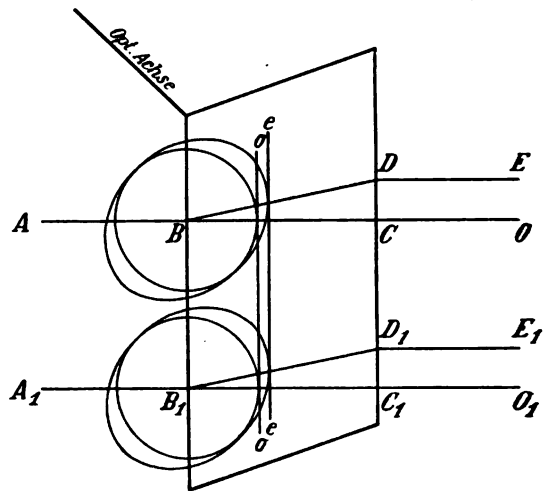


Fig. 44.

geschwindigkeitsflächen bestimmen in ihren Verbindungsgeraden mit dem Eintrittspunkt A die Lage der gebrochenen Strahlen.

Diese Figuren sind in Hauptschnitten, d. h. in Ebenen durch die optischen Achse (s. auch S. 81), gezeichnet, sodaß die Berührungspunkte der Tangentialebenen an Kugel und Ellipsoid in die Ebene der Zeichnung fallen und auch die Strahlen AD_ϵ in der Einfallsebene liegen. Bei anderer Lage des Schnitts können die Berührungspunkte der Tangentialebenen aus der Einfallsebene herausfallen, und dann geschieht das gleiche mit den Strahlen, die in diesem Fall von dem ersten Grundgesetz über Lichtbrechung (S. 52) abweichen. Auch die andern Grundgesetze erleiden bei den Strahlen ihre Ausnahmen, nicht aber bei den Wellennormalen. Diese bleiben immer in den Einfallsebenen und folgen auch dem Sinusgesetz der Brechung. Die Quotienten aus ihren Geschwindigkeiten, also denen der Wellennormalen, führen ebenso wie bei den isotropen Medien (S. 56) zu den

Brechungsindizes. Die Konstruktion der Austrittsstrahlen ist einfach, da planparallele Platten, wie hier angenommen, keine Ablenkung, sondern nur eine Parallelverschiebung erzeugen; die austretenden Strahlen sind zwar doppelt vorhanden, aber beide dem Eintrittsstrahl parallel.

Läßt man einen Lichtstrahl so einfallen, daß er im Mineral in der Richtung der optischen Achse gebrochen wird, so verschwindet die Doppelbrechung. Dies kann aber auch geschehen bei senkrechtem Eintritt und Austritt auf Prismenflächen, wie Fig. 43 am Kalkspat zeigt. Hier laufen die beiden Lichtbewegungen innerhalb des Kalkspats in derselben Richtung mit verschiedener Geschwindigkeit hintereinander her und treten auch in derselben Richtung in Luft aus. Sie zeigen erst dann eine ihrer verschiedenen Geschwindigkeit entsprechende verschiedene Ablenkung, also Doppelbrechung, wenn sie eine Austrittsebene nicht senkrecht wie in AB , sondern schief wie in AC treffen.

Fällt ein Lichtstrahl AB oder A_1B_1 (Fig. 44) senkrecht auf eine Spaltfläche des Kalkspats, so treten auf der andern Seite zwei Strahlen CO und DE oder C_1O_1 und D_1E_1 aus und zwar beide parallel zum Einfallstrahl. Die Berührungspunkte der Tangentialebenen oo und ee an die Strahlengeschwindigkeitsflächen bestimmen in ihren Verbindungsgeraden mit den Einfallspunkten B oder B_1 die Richtung der Strahlen BC und BD oder B_1C_1 und B_1D_1 .

25. Polarisirtes Licht. Die bisher besprochenen Erscheinungen können alle durch die doppelschalige Strahlengeschwindigkeitsfläche von *Huygens* erklärt werden. Es gibt aber noch andere Erscheinungen, die *Huygens* nicht zu erklären vermochte und die darin bestehen, daß die im Kalkspat durch Doppelbrechung entstehenden beiden Strahlen, wenn sie in einen zweiten Kalkspat eintreten, bald eine neue Doppelbrechung erfahren, sodaß also aus dem ursprünglichen Strahl jetzt vier Strahlen geworden sind, bald keine weitere Doppelbrechung erleiden, sondern jeder für sich einfach gebrochen durch den zweiten Kalkspat hindurchgehen, bald aber auch zu einem einzigen Strahl wieder vereinigt werden. Zum Versuch stellt man zwei Kalkspatrhomboëder in paralleler Orientierung über- oder voreinander (Fig. 45) und läßt auf den ersten Kalkspat einen Lichtstrahl pq auffallen, der, wie schon durch Fig. 44 erläutert ist, beim Eintritt in die Strahlen qr und qr' , und beim Austritt in die Strahlen rs und $r's'$ zergliedert wird. Durchsetzen diese Strahlen aber den zweiten, parallel orientierten Kalkspat, so spalten sie sich nicht nochmals, sondern werden nur weiter auseinandergebrochen in st und $s't'$ oder tO_0 und $t'E_0$. Hebt man indessen den Parallelismus zwischen den beiden Rhomboëdern auf, indem man den zweiten Kalkspat um eine Achse senkrecht zur Einfall- und Austrittsebene dreht, so erfahren die beiden Strahlen rs und $r's'$ eine neue Doppelbrechung und geben nicht mehr zwei, sondern vier Strahlen. Die Bilder dieser Strahlen sind zu zwei und zwei verschieden intensiv

und erreichen erst bei einer Drehung des zweiten Kalkspats um 45° gleiche Intensität¹⁾. Nach weiterer Drehung bis zu 90° sind nur noch zwei Bilder, nach noch weiterer Drehung wieder vier Bilder vorhanden, und erst bei Drehung des zweiten Kalkspats um 180° tritt, wenn die beiden Rhomboëder gleich dick sind, der einfallende einfache Strahl pq auch als einfacher Strahl aus. Die Figuren 46 und 51 beziehen sich auf diesen letzten Fall; die Figuren 47—50 dienen zur Erläuterung der übrigen Fälle.

In den Figuren 47—51 sind die Umrissse der Austrittsfläche des hinteren Kalkspats (*I* in Fig. 45 und 46) gestrichelt, die des vorderen oder oberen Kalkspats (*II*) ausgezogen. Die Zerteilung der Bilder hat also *Huygens* auch beobachtet und beschrieben, aber nicht erklärt. Er nahm ganz deutlich wahr, daß die einzeln durch Doppelbrechung aus einem Kalkspat herausgehenden Strahlen sich einem zweiten Kalkspat gegenüber anders verhielten, als gewöhnliches Licht; er ahnte auch schon, daß mit der Doppelbrechung eine neue Eigen-

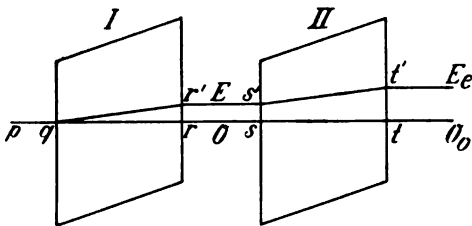


Fig. 45.

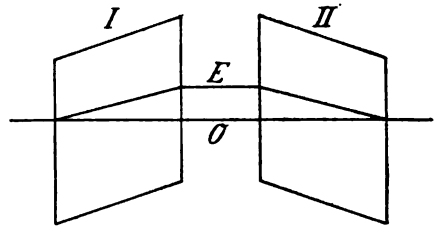


Fig. 46.

schaft verbunden war, nämlich „daß die Lichtwellen infolge des Durchgangs durch den ersten Kristall eine gewisse Gestalt oder Anordnung erlangen“, aber das eigentliche Wesen dieses Lichtes mußte ihm umso verschlossener bleiben, als er ja noch in der Vorstellung der longitudinalen Schwingungen befangen war. Die Erklärung dieses ganzen schon von *Huygens* als wunderbar bezeichneten Vorgangs erfolgte erst 1811 durch *Fresnel* und *Arago*, nachdem im Jahr 1808 *Malus* das polarisierte Licht entdeckt hatte. Dieses durch unser Auge vom gewöhnlichen Licht ohne weitere Hilfsmittel nicht zu unterscheidende polarisierte Licht vollzieht seine Schwingungen einseitig oder in einer Ebene, während man sich, wie schon oben § 12, S. 43 angedeutet, bei dem gewöhnlichen Licht vorstellt, daß es aus Ätherschwingungen besteht, die senkrecht zum Strahl allseitig oder in allen Azimuten erfolgen. Über die Herstellung von polarisiertem Licht werden in einer besonderen Abteilung (§§ 74—79) ausführliche Mitteilungen gemacht werden; hier sei nur daran erinnert, daß gewöhnliches Licht, wie es

¹⁾ Infolge der etwas verschiedenen Absorption der beiden Strahlen tritt diese Intensitätsgleichheit nicht bei 45° , sondern bei $44^\circ 36'$ ein.

von jedem Selbstleuchter ausstrahlt, durch Reflexion an durchsichtigen Medien wie Glas eine Seitlichkeit erlangt, die es vorher nicht hatte, und die *Malus* als Polarisation bezeichnete. Die Einfallsebene eines solchen Lichtstrahls nannte er seine Polarisationsebene.

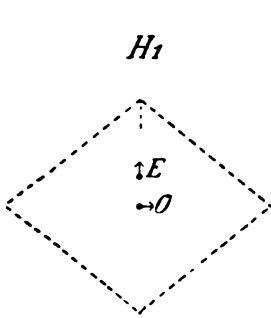


Fig. 47.

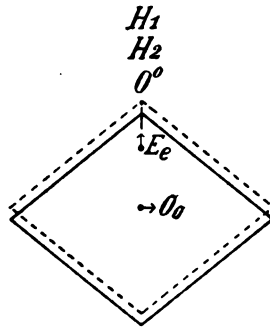


Fig. 48.

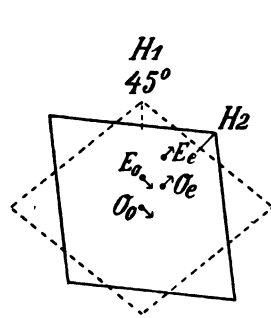


Fig. 49.

Fresnel und *Arago* fanden nun, daß in einachsigen Kristallen das ordentliche Licht im Hauptschnitt und das außerordentliche Licht senkrecht zum Hauptschnitt polarisiert ist, wobei unter Hauptschnitt die Ebene verstanden wird, die durch den einfallenden Lichtstrahl und die Hauptachse geht¹⁾. Über die Schwingungsebene oder gar über die

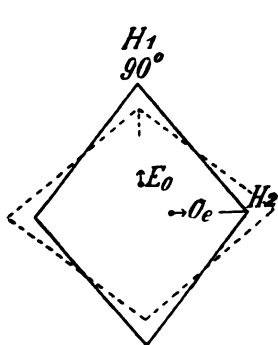


Fig. 50.

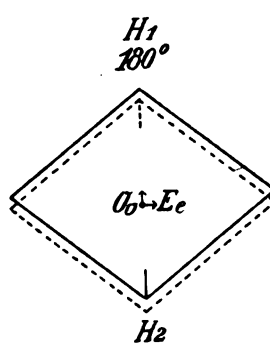


Fig. 51.

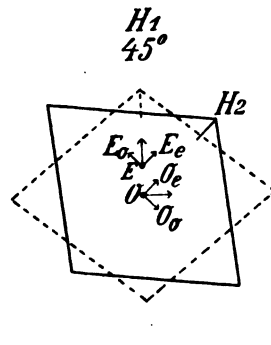


Fig. 52.

Schwingungsrichtung ist damit noch nichts ausgesagt, indessen sei vorgreifend bemerkt, daß man das ordentliche Licht senkrecht und das außerordentliche Licht parallel zum Hauptschnitt schwingend annimmt.

¹⁾ Man kann im Zweifel sein, was man als Hauptschnitt ansehen soll, wenn einfallender Strahl, Plattennormale und optische Achse nicht in einer Ebene liegen. In einem solchen Fall, der uns hier übrigens nicht weiter berührt, wird man als Hauptschnitt die Ebene ansehen können, die innerhalb des Kristalls durch optische Achse und Wellennormale geht.

Wenn wir nun mit dieser erweiterten Kenntnis wieder an den in Fig. 47—51 skizzierten *Huygensschen* Fundamentalversuch herantreten, werden wir zu seiner Erklärung keine Schwierigkeiten mehr finden. In den genannten Figuren sind die Schwingungsrichtungen der jeweiligen Lichtstrahlen durch kleine Pfeile angedeutet. Man sieht, daß die aus dem hinteren Kristall austretenden beiden Strahlen *E* und *O* in Fig. 47 Schwingungen im Hauptschnitt und senkrecht dazu ausführen, und daß diese Schwingungen ebenso in dem parallel orientierten oberen Kristall in Fig. 48 verlaufen. Die Strahlen können daher hier wohl einen grösseren Abstand, aber keine neue Doppelbrechung erfahren. Dagegen erleiden die Amplituden der Strahlen *E* und *O* des unteren Kalkspats in Fig. 47, wenn sie auf den unter 45° gedrehten oberen Kalkspat in Fig. 49 fallen, eine Zerlegung nach dem Kräfteparallelogramm parallel und senkrecht zum neuen Hauptschnitt H_2 , weil nach den zuerst von *Arago* und *Fresnel* ausgeführten Untersuchungen der Kalkspat nur solche Schwingungen durchtreten läßt, die parallel und senkrecht zu *seinem* Hauptschnitt erfolgen. In Fig. 52 sind diese Zerlegungsparallelogramme für den Moment des Eintritts der Strahlen in den oberen Kalkspat konstruiert.

Bezeichnen wir einmal die Vektoren, die die Lichtausbreitung senkrecht zu einer Spaltfläche beeinflussen und die also selbst innerhalb der Spaltfläche liegen, mit *e* und *o*, so lehrt das Experiment, daß beim Kalkspat $e > o$ ist und daß also der mit dem Vektor *e* seine Schwingungen ausführende Strahl *E* sich schneller fortpflanzt als der Strahl *O*. Wenn nun gewöhnliches Licht senkrecht auf den Kalkspat auffällt, so kommen für die nach allen Azimuten erfolgenden Schwingungen nur diese beiden Vektoren *e* und *o* in Frage. Denn in dem Moment, in dem die Schwingung dem grössten Vektor parallel geht, erfolgt die zugehörige Fortpflanzung des Strahls am schnellsten, und umgekehrt, wenn sie dem kleinsten Vektor *o* parallel gerichtet ist, am langsamsten. Aus Schwingungen, die ein mittleres Azimut haben, die also weder dem größten noch dem kleinsten Vektor parallel laufen, bilden sich keine Strahlen von mittlerer Fortpflanzung, sondern diese Schwingungen erfahren eben eine Zerlegung nach dem Parallelogramm der Kräfte. Und alle Stöße, die mit ihrer ganzen oder teilweisen Komponenten auf den Vektor im Hauptschnitt wirken, setzen sich zu der einen Lichtbewegung, alle andern, die auf den Vektor senkrecht zum Hauptschnitt wirken, zu der andern Lichtbewegung zusammen. Die eine Lichtbewegung läuft voraus, die andere bleibt zurück. Wir haben also bei Kalkspat und überhaupt bei allen doppelbrechenden Medien, auch bei denen des rhombischen, monoklinen und triklinen Systems, die Spaltung eines Lichtstrahls immer nur in zwei Strahlen, wenn wir bezüglich der letzteren drei Systeme von der konischen Refraktion für jetzt absehen. Die beiden Schwingungsebenen und die zugehörigen je um 90° gedrehten Polarisierungsebenen stehen, wie die Erfahrung lehrt, genau senkrecht aufeinander.

Um diesen eigentümlichen Vorgang wenigstens der Anschauung einigermaßen näher zu bringen, möge ein von *Silvanus P. Thompson*¹⁾ angegebenes Modell beschrieben werden. Zwei dünne, biegsame Lamellen von Stahl oder Ebonit *O* und *E* (Fig. 53) sind in zwei in einen hölzernen Zylinder gesägte Einschnitte eingelassen. In dem andern Ende dieses Zylinders befindet sich eine dritte Lamelle *A* von der gleichen Beschaffenheit. *O* liegt mit seiner Kante vertikal und kann nur Schwingungen von vorne nach hinten ausführen. *E* liegt horizontal und schwingt nur von oben nach unten. Gibt man nun der Lamelle *A* eine vibrierende Bewegung von oben nach unten, wie dies in der Figur durch die rechte Hand angedeutet ist, so überträgt sich diese Schwingung nur auf *E*, während *O* in Ruhe bleibt. Läßt man die Lamelle *A* von vorne nach hinten schwingen, indem man vorher das Ende des hölzernen Zylinders bei *J* um 90° dreht, so vibriert umgekehrt nur *O*, und *E* bleibt in Ruhe. Erteilt man *A* eine Schwingung in einer Zwischenrichtung, so kommen beide Lamellen *O* und *E* in Vibration, indem die schiefe Bewegung von *A* in eine vertikale und horizontale Komponente zerlegt wird. Um



Fig. 53.

dieses Experiment auf den Vorgang anzuwenden, der bei dem Eintritt eines gewöhnlichen Lichtstrahls in ein anisotropes Medium stattfindet, muß man sich noch denken, daß die Lamelle *A* fortwährend ihr Schwingungsazimut ändert und bald *O* bald *E* einen Impuls erteilt. Würde man schließlich die beiden Lamellen *O* und *E* von verschiedener Dicke herstellen, so müßte die eine schneller schwingen als die andere und eine Wellenbewegung hervorrufen, die sich in der Schnelligkeit von der der andern Lamelle unterschiede. Damit hätten wir also die Trennung in zwei verschieden schnelle Bewegungen.

Das Licht beider Strahlen ist vollständig linear polarisiert, d. h. es vollzieht seine periodischen Zustände ganz streng nur in einer einzigen Ebene. Hierfür ist ein überzeugender experimenteller Beweis das Auftreten von nur zwei Strahlen bei Kreuzung der Hauptschnitte der Kalkspäte, wie sie in Fig. 50 gezeichnet sind. Wenn das aus dem unteren Kalkspat austretende frontal schwingende Licht *O* noch eine kleine vertikal gerichtete Amplitude hätte, müßte es als ordentliches Licht durch den oberen Kalkspat hindurchgehen und also in einem schwachen Bild im Zentrum der Figur erscheinen, wovon aber bei sorgfältig angestelltem Experiment ebenso wenig wie von einer Spaltung

¹⁾ Sichtbares und unsichtbares Licht. Halle 1898. 84.

des E-Lichtes etwas wahrzunehmen ist; es treten bei gekreuzten Hauptschnittlagen in der Tat nur zwei Bilder auf.

26. Polarisationssebene, Schwingungsebene und Schwingungsrichtung. Über die Polarisationssebenen der Strahlen im Kalkspat herrscht seit *Fresnel* und *Arago* im Anschluß an die Deutung des *Malusschen* Reflexionsversuches keine Unsicherheit mehr; die Polarisationssebene des ordentlichen Strahls liegt, wie gesagt, im Hauptschnitt, die des außerordentlichen Strahls senkrecht zum Hauptschnitt. Weniger einfach sind die Verhältnisse bei den Schwingungsebenen und in noch höherem Maß bei den Schwingungsrichtungen insbesondere des außerordentlichen Strahls. Nach der *Fresnelschen* Auffassung liegen die Schwingungen des ordentlichen Strahls senkrecht zum Hauptschnitt, die des außerordentlichen Strahls im Hauptschnitt; nach der *Neumannschen* Auffassung sollte es umgekehrt sein. Die elektromagnetische Lichttheorie hat die *Fresnelsche* Auffassung bestätigt. Allerdings haben die Versuche von *Wiener*, *Drude* und *Nernst* mit stehenden Lichtwellen, die mit polarisiertem Licht an isotropen Medien ausgeführt wurden, sich nur auf photographische und fluoreszierende Wirkungen bezogen, dürfen aber doch mit großer Wahrscheinlichkeit auch auf die physiologische Lichtwirkung ausgedehnt werden. Immerhin ist nicht zu vergessen, daß diese elektromagnetischen Versuche an isotropen Medien ausgeführt wurden, daß sie also zunächst auch eine volle Eindeutigkeit der Schwingungsrichtung nur für den ordentlichen Strahl bringen. Wenn nämlich nunmehr als erwiesen angenommen wird, daß die Lichtwirkung bei diesem ordentlichen Strahl durch Schwingungen senkrecht zur Polarisationssebene oder im Kalkspat senkrecht zum Hauptschnitt erfolgt, so ist allerdings für diesen ordentlichen Strahl auch die Richtung der Schwingungen vollkommen eindeutig, d. h. senkrecht zum Hauptschnitt und senkrecht zum Strahl bestimmt. Für die Richtung der Schwingungen des außerordentlichen Strahls bleibt aber immer noch eine gewisse Zweideutigkeit übrig, da sie zwar parallel zum Hauptschnitt, aber nicht notwendig senkrecht zum außerordentlichen Strahl erfolgen muß, also gegen diesen auch ein wenig geneigt sein kann. Die elektromagnetische Theorie sagt zunächst nur, daß der Lichtvektor oder der *Fresnelsche* Vektor entweder der elektrischen Feldstärke oder der elektrischen Verschiebung parallel läuft und daß der *Neumannsche* Vektor für die magnetische Feldstärke und die magnetische Verschiebung in Frage kommt. Nun sagt weiter die elektromagnetische Theorie, daß elektrische Feldstärke und elektrische Verschiebung denselben Winkel miteinander bilden wie Wellennormale und Strahl (Fig. 54), wobei wir aber immer noch nicht wissen, welchem von den beiden elektrischen Vektoren die Lichtwirkung zuzuschreiben ist. Also herrscht für die Schwingungsrichtung des außerordentlichen Strahls noch die gleiche Unsicherheit wie zu Zeiten *Fresnels*. Bei der verwickelten Natur dieser Ver-

hältnisse wird es angebracht sein, sie an Hand von Fig. 55 nochmals zu erörtern.

Eine Welle W , die in ein anisotropes Medium bei A eintritt, pflanzt sich in ein und derselben Zeit z. T. bis $W\omega$, z. T. bis $W\varepsilon$ fort. $W\omega$ und $W\varepsilon$ sollen beide parallel W liegen. Bei dem ordentlichen Strahl AB (= ordentlicher Wellennormale AB) erfolgt nach der nunmehr durch die elektromagnetische Theorie gestützten *Fresnelschen* Auffassung die Schwingung senkrecht zum optischen Hauptschnitt, hier in Fig. 55 senkrecht zur Zeichenebene und damit auch senkrecht zum Strahl und zur Wellennormale AB . Die Punkte zwischen $W\omega$ und B sollen diese vollkommen eindeutig bestimmte Schwingungsrichtung andeuten. Bei dem außerordentlichen Strahl liegen die Schwingungen zunächst im Hauptschnitt, also in der Zeichenebene von Fig. 55; weiter bleibt es fraglich, ob sie in dieser Ebene senkrecht zum Strahl AC und dann nicht parallel zur

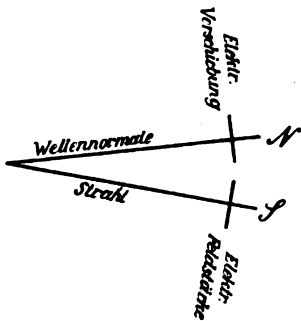


Fig. 54.

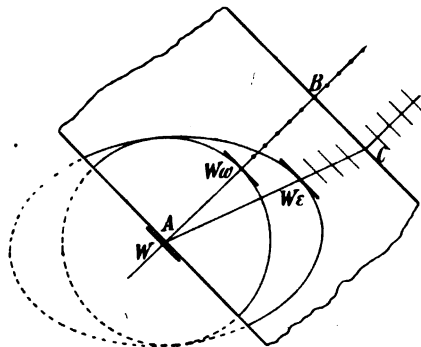


Fig. 55.

Wellenebene, oder senkrecht zur Wellennormale und parallel zur Wellenebene, aber dann schief zum Strahl erfolgen. *Fresnel*¹⁾ war anfangs der ersteren Ansicht, glaubte also, daß sie senkrecht zum Strahl vor sich gingen, hat aber sehr bald darauf²⁾ die letztere Möglichkeit für die richtigere angenommen. Diese Ansicht, nach der die Schwingungen bei einem im allgemeinen mit der Wellennormale nicht zusammenfallenden außerordentlichen Strahl immer senkrecht zur Wellennormale oder parallel zur Wellenebene und nicht senkrecht zum Strahl erfolgen, wollen wir uns hier zu eigen machen; obgleich sie experimentell nicht bewiesen und, wie *F. Pockels* bemerkt³⁾, für das Innere eines Kristalls auch an sich unmöglich zu beweisen ist.

¹⁾ Oeuv. compl. II. 1868. 287.

²⁾ In einem Aufsatz, der nur 8 Tage später dem „Institut“ 1821 vorgelegt wurde, Oeuv. compl. II. 1868. 339. .

³⁾ Lehrb. 1906. 82.

27. Doppelschalige Flächen der Lichtausbreitung.

a) Strahlengeschwindigkeitsfläche. In Fig. 56 sei die außerordentliche Schale der Strahlengeschwindigkeitsfläche des Kalkspats in einem Hauptschnitt, also in einer durch die Hauptachse gehenden Ebene dargestellt. In der Richtung dieser Hauptachse erfolgt die langsamste Lichtbewegung $v = 1/\omega$, senkrecht dazu die schnellste Bewegung $e = 1/\epsilon$. Wie groß ist die Geschwindigkeit \mathfrak{s} eines Strahls, der mit der Hauptachse den Winkel σ bildet? Vorausgreifend sei bemerkt, daß der zu dieser Strahlenrichtung gehörende außerordentliche Brechungsindex bemerkenswerterweise nicht $1/\mathfrak{s}$ ist; s. S. 90, Abschnitt c.

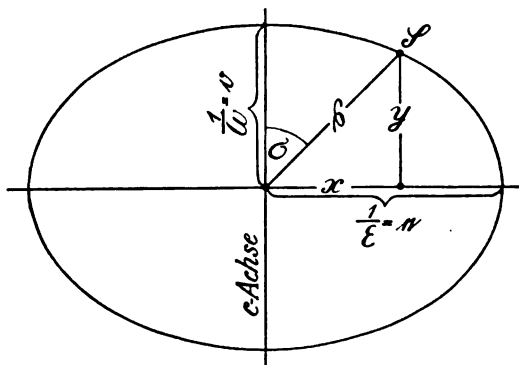


Fig. 56.

Die Gleichung der Ellipse in Fig. 56 mit den Halbachsen e und o lautet

$$\frac{x^2}{e^2} + \frac{y^2}{o^2} = 1. \quad (1)$$

Andere aus der Figur sich ergebende Beziehungen sind

$$x = \mathfrak{s} \sin \sigma; \quad y = \mathfrak{s} \cos \sigma. \quad (2) \quad (3)$$

Durch Einsetzung der Werte von x und y aus (2) und (3) in (1) folgt

$$\mathfrak{s} = \frac{e o}{\sqrt{o^2 \sin^2 \sigma + e^2 \cos^2 \sigma}}. \quad (4)$$

Diese Gleichung drückt die Geschwindigkeit \mathfrak{s} des unter dem Winkel σ gegen die c -Achse geneigten Strahls durch die extremen Lichtgeschwindigkeiten e und o und den Winkel σ aus. Umgekehrt ergibt sich aus (4) für die Neigung σ eines Strahls von vorgeschriebener Geschwindigkeit \mathfrak{s} der Wert

$$\sin \sigma = \frac{e}{\mathfrak{s}} \sqrt{\frac{o^2 - \mathfrak{s}^2}{o^2 - e^2}}. \quad (5)$$

Die doppelschaligen Strahlengeschwindigkeitsflächen sind schon S. 75 abgebildet.

b) Wellengeschwindigkeitsfläche. Die Beobachtung der Geschwindigkeit der Strahlen entzieht sich einer genaueren Messung; man müßte denn diese Genauigkeit auf das Maß beschränken, das zur Zeit von *Newton* und *Huygens* als genügend erachtet wurde. Viel genauer werden diese Messungen durch Beobachtung der Brechung der von den Strahlen gelieferten ebenen Wellen, wozu sich die auf Unendlichkeit eingestellten Kollimatoren und Fernrohre so vorzüglich eignen (s. § 17, S. 54).

Konstruieren wir mehrere parallel laufende Elementarstrahlen $O \mathcal{S}$ (Fig. 57), die alle gleichzeitig auf derselben Fläche anlangen, so sehen wir,

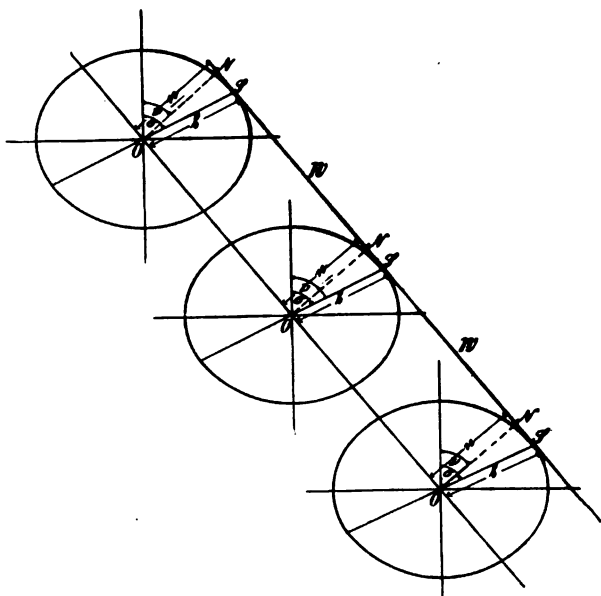


Fig. 57.

daß die Lichtbewegung nur um das Stück fortgeschritten ist, um welches O von der ebenen Welle W absteht. Die zum Strahl \mathcal{s} gehörende Wellengeschwindigkeit ist also die Normale vom Bewegungsursprung auf die im Punkt \mathcal{S} an die Ellipse gezogene Tangente, d. i. die Strecke $O \mathcal{N} = n$. Diese Länge n , die unter dem Winkel ν gegen die c -Achse geneigt sei, möge nun durch ν , e und o ausgedrückt werden, wie vorher \mathcal{s} durch σ , e und o .

Die Gleichung der Tangente an den Punkt $x_1 y_1$ einer Ellipse mit den Halbachsen e und o (Fig. 58) lautet:

$$\frac{x x_1}{e^2} + \frac{y y_1}{o^2} = 1, \quad (6)$$

wo x und y die laufenden Koordinaten der Tangente vorstellen. Die Abschnitte dieser Tangente auf den Achsen sind ($y = 0$ oder $x = 0$ eingesetzt):

so nimmt die Gleichung (9) folgende Gestalt an

$$e^2 x^2 + o^2 y^2 = (x^2 + y^2)^2. \quad (11)$$

Diese Gleichung vierten Grades ist die Gleichung der Fußpunktskurve der Ellipse, da sie der geometrische Ort der Fußpunkte aller Lote ist, die man vom Mittelpunkt der Ellipse auf alle ihre Tangenten fallen kann. Durch Umdrehung dieser auch als Oval bezeichneten Kurve um die Hauptachse erhält man ein Ovaloid, das die Ausbreitung der außerordentlichen Welle in einem optisch einachsigen Kristall darstellt und in Verbindung mit der kugelförmigen ordentlichen Welle die Wellengeschwindigkeitsfläche genannt wird. Bei positiven Kristallen liegt die außerordentliche Schale innerhalb, bei negativen Kristallen außerhalb der ordentlichen Schale, wie dies die Figuren 59 und 60 zeigen. Die Verhältnisse sind also ähnlich denen bei den Strahlengeschwindigkeitsflächen in den Figuren 39 und 40, S. 75, nur daß an Stelle der Ellipsen die Ovale ge-

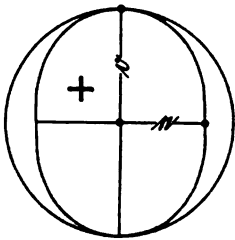


Fig. 59.

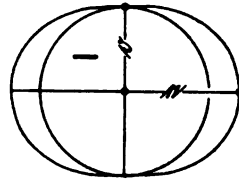


Fig. 60.

Wellengeschwindigkeitsflächen.

treten sind. Eine Beziehung zwischen dem Winkel σ , den ein Strahl mit der Hauptachse bildet, und dem Winkel ν der zugehörigen Wellennormale ist aus Fig. 58 sowie Gleichungen (7) und (8) abzuleiten:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \sigma &= \frac{x_1}{y_1}, \quad \frac{x_1}{y_1} = \operatorname{tg} \nu \frac{e^2}{o^2}, \\ \operatorname{tg} \sigma &= \frac{e^2}{o^2} \operatorname{tg} \nu. \end{aligned} \quad (12 a)$$

Wenn man, auf den Abschnitt c dieses Paragraphen vorgehend, hier die Wellengeschwindigkeiten e und o durch die reziproken Werte der Brechungsindizes ersetzt (Gleichung (18), S. 91), so kann man auch schreiben

$$\operatorname{tg} \sigma = \frac{\omega^2}{\epsilon^2} \operatorname{tg} \nu. \quad (12 b)$$

Mit dieser Gleichung läßt sich aus der Lage jedes Strahls die Lage der zugehörigen Wellennormale und umgekehrt finden.

Für welche Werte von σ und ν wird die Differenz $\sigma - \nu$ ein Maximum, oder welcher Strahl weicht am stärksten von seiner zugehörigen Wellennormale ab?

Es ist nach dem Additionstheorem

$$\operatorname{tg}(\sigma - \nu) = \frac{\operatorname{tg} \sigma - \operatorname{tg} \nu}{1 + \operatorname{tg} \sigma \operatorname{tg} \nu} \quad (13)$$

oder unter Hinzuziehung von Gleichung (12a)

$$\operatorname{tg}(\sigma - \nu) = \frac{\operatorname{tg} \nu (e^2 - o^2)}{o^2 + e^2 \operatorname{tg} \nu^2}. \quad (14)$$

Setzen wir vorübergehend $\operatorname{tg} \nu = x$ und bilden die erste Ableitung nach x , die wir dann gleich Null setzen, so folgt

$$\frac{d \operatorname{tg}(\sigma - \nu)}{dx} = \frac{(o^2 + e^2 x^2)(e^2 - o^2) - x(e^2 - o^2)2e^2 x}{(o^2 + e^2 x^2)^2} = 0$$

$$x = \operatorname{tg} \nu_{\max} = \pm \frac{o}{e} = \pm \frac{\varepsilon}{\omega}. \quad (15)$$

Und nach (14) und (12a) und (12b)

$$\operatorname{tg}(\sigma - \nu)_{\max} = \pm \frac{e^2 - o^2}{2oe} = \pm \frac{\omega^2 - \varepsilon^2}{2\varepsilon\omega}, \quad (16)$$

$$\operatorname{tg} \sigma_{\max} = \pm \frac{e}{o} = \pm \frac{\omega}{\varepsilon}. \quad (17)$$

Die Maximalwerte von σ und ν ergänzen sich, wie aus (15) und (17) hervorgeht, zu 90° .

Maximale Abweichung ($\sigma - \nu$) von Strahl und Wellennormale.

	ε	ω	$\left[\operatorname{tg} \sigma = \frac{\omega}{\varepsilon} \right]$	$\left[\operatorname{tg} \nu = \frac{\varepsilon}{\omega} \right]$	$\pm (\sigma - \nu)$
Kalomel ¹⁾	2,6559	1,9733	36° 37'	53° 23'	16° 46'
Natronsalpeter	1,3348	1,5852	49° 54'	40° 6'	9° 48'
Kalkspat	1,4864	1,6584	48° 8'	41° 52'	6° 16'
Rutil	2,9029	2,6158	42° 1'	47° 59'	5° 58'
Anatas	2,4886	2,5618	45° 50'	44° 10'	1° 40'
Zirkon	1,9682	1,9239	44° 21'	45° 39'	1° 18'
Turmalin	1,6220	1,6418	45° 21'	44° 39'	0° 42'
Quarz	1,5533	1,5442	44° 50'	45° 10'	0° 20'
Apatit	1,6329	1,6355	45° 3'	44° 57'	0° 6'
Eis ²⁾	1,3108	1,3094	44° 58'	45° 2'	0° 4'

Für einen Lichtstrahl, der senkrecht auf eine Spaltfläche des Kalkspats auffällt, ist $\nu = 44^\circ 36\frac{1}{2}'$, daher nach Gleichung (12a) oder (12b) $\sigma = 50^\circ 50\frac{1}{2}'$ und also $\sigma - \nu = 6^\circ 14'$. Dieser Winkel läßt sich auf die Weise bequem annähernd bestimmen, daß man unter die Kalkspatplatte

¹⁾ Kalomel ist hier als der am stärksten doppelbrechende einachsige Körper aufgenommen.

²⁾ Nach A. Ehringhaus. Die übrigen Brechungsindizes aus Physiogr. I. 2. 4. Aufl., 1904, oder aus Landolt-Börsteins Tabellen 1912.

einen Maßstab legt und je nach den Dimensionen mit bloßem Auge oder unter dem Mikroskop die Verschiebung des ordentlichen Bildes gegen das außerordentliche feststellt. Diese Verschiebung dividiert durch die Dicke der Platte ergibt die Tangente des Winkels $\sigma - \nu$.

Dieser Winkel zwischen Strahl und Wellennormale oder auch zwischen außerordentlichem und ordentlichem Strahl erreicht also bei Kalkspat eine recht erhebliche Größe und war wohl geeignet, zuerst an diesem Mineral die Doppelbrechung entdecken zu lassen. Unter etwas anderem Einfallswinkel, wenn $\nu = 41^\circ 52,0'$ und $\sigma = 48^\circ 8,0'$ wird, erreicht dieser Winkel sein Maximum von $6^\circ 16'$. Bei weniger stark doppelbrechenden Kristallen sinkt er bis auf wenige Minuten herab. Die vorstehende Tabelle mit einer Auswahl von Kristallen kann eine Vorstellung von den bei einachsigen Medien zu erwartenden maximalen Abweichungen zwischen Strahl und Wellennormale geben.

c) Indexfläche. Um auch ein Bild über die räumliche Verteilung der Brechungsindizes bei optisch einachsigen Medien zu erhalten, erinnere man sich zunächst der Darlegungen auf S. 78 und 87, wonach die Brechungsindizes immer, sowohl bei isotropen wie bei anisotropen Medien, die Quotienten der Wellengeschwindigkeiten sind, oder gegenüber Luft mit der Lichtgeschwindigkeit gleich der Einheit den reziproken Wert der Wellengeschwindigkeit des betreffenden Mediums darstellen. Wie sieht nun die Fläche oder — da wir es bei einachsigen Medien immer mit Rotationsgebilden zu tun haben — die Querschnittskurve aus, deren Halbmesser den Brechungsindizes entsprechen? Man muß die zur doppelschaligen Wellengeschwindigkeitsfläche gehörige inverse Fläche suchen, für die also der Abstand jedes Punktes N vom Mittelpunkt O in Fig. 83, S. 101 gleich dem inversen Wert der gleichgerichteten Wellennormale $O\mathcal{N}$, oder also $ON = \frac{1}{O\mathcal{N}} = \frac{1}{n} = \varepsilon_1$ ist.

Aus Gleichung (9) (S. 88) folgt, wenn man

$$n = 1/\varepsilon_1, \text{ sowie } e = 1/\varepsilon \text{ und } o = 1/\omega \text{ setzt,} \quad (18)$$

$$\frac{\varepsilon_1^2 \sin^2 \nu}{\varepsilon^2} + \frac{\varepsilon_1^2 \cos^2 \nu}{\omega^2} = 1. \quad (19)$$

Diese Gleichung enthält die Beziehung zwischen einem Halbmesser $\varepsilon_1 = ON$ und dem Winkel ν , den dieser Halbmesser mit der optischen Achse bildet. Sie ist die Polargleichung des einen Teils der Doppelkurve. Führt man an Stelle der Polarkoordinaten wieder Parallelkoordinaten wie bei den Gleichungen (9) und (11) ein, indem man nach Fig. 83 setzt

$$\varepsilon_1 \sin \nu = \xi; \quad \varepsilon_1 \cos \nu = \eta,$$

so nimmt die Gleichung die bekannte Form der Gleichung einer Ellipse an

$$\frac{\xi^2}{\varepsilon^2} + \frac{\eta^2}{\omega^2} = 1 \quad (20)$$

mit den Halbachsen ε und ω , von denen ε horizontal und ω vertikal liegt, wie in Fig. 83 angegeben.

Man erhält also für das Bild der Verteilung der Brechungsindizes des außerordentlichen Lichtes eine Rotationsfläche, deren Querschnitt durch die optische Achse eine Ellipse darstellt. Für das ordentliche Licht kann es sich wieder nur um eine Kugel oder im Querschnitt um einen Kreis handeln, der in der Richtung der optischen Achse mit der Ellipse gleiches Maß hat. Diese doppelschalige Fläche nennt man Indexfläche; ihr elliptischer Teil unterscheidet sich von der Strahlengeschwindigkeitsfläche durch ihre Lage und Größe, wie aus Fig. 61 und 62 im Vergleich mit Fig. 39 und 40 (S. 75) zu ersehen ist. Die Größenunterschiede kommen folgendermaßen zustande. Man denke sich einen Kreis als Bild der hier

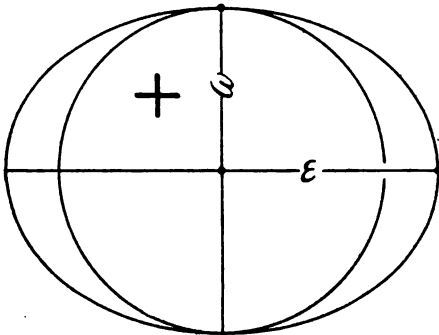


Fig. 61.

Indexflächen.

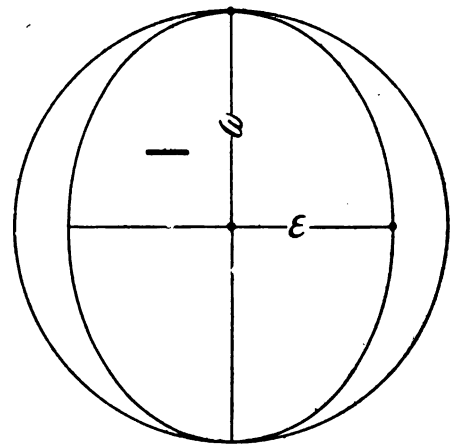


Fig. 62.

in Frage kommenden Eigenschaften des leeren Raums. Sein Radius ρ (hier = 18 mm) gelte sowohl als Einheit der Lichtgeschwindigkeit, wie auch als Einheit der Lichtbrechung. Wählen wir nun ein Medium mit den Brechungsindizes 1,200 und 1,600, so sind die Halbachsen ε oder ω der Strahlengeschwindigkeitellipse $\frac{18}{1,2} = 15$ mm und $\frac{18}{1,6} = 11\frac{1}{4}$ mm, während die Maße der Indexellipse sich zu $18 \times 1,2 = 21,6$ mm und $18 \times 1,6 = 28,8$ mm berechnen. Etwas andere Maße liegen den Figuren 82 und 83 (S. 101) zugrunde. Hier mißt der Halbmesser des Einheitskreises 25 mm. Ferner ist

bei Figur 82

ε	= 1,800	oder =	45,0 mm
ω	= 1,200	"	= 30,0 mm
e		=	13,9 mm
ω		=	20,8 mm

bei Figur 83

ε	= 1,200	oder =	30,0 mm
ω	= 1,800	"	= 45,0 mm
e		=	20,8 mm
ω		=	13,9 mm

Mit dieser Indexfläche oder nur ihrem elliptischen Teil kann man sich über die außerordentlichen Brechungsindizes in den verschiedenen Richtungen sehr schnell orientieren. Man hat nur eine Ellipse mit den Halbachsen ϵ und ω zu konstruieren und die Länge eines Halbmessers ON (Fig. 83), der den Winkel ν mit der Rotationsachse bildet, zu berechnen. Die dazu erforderliche Gleichung lautet nach Gleichung (19), S. 91

$$\epsilon_1 = \frac{\epsilon \omega}{\sqrt{\omega^2 \sin^2 \nu + \epsilon^2 \cos^2 \nu}}, \quad (21)$$

woraus umgekehrt für einen Brechungsindex von vorgeschriebener Größe ϵ_1 die Neigung ν der zugehörigen Wellennormale folgt:

$$\sin \nu = \frac{\epsilon}{\epsilon_1} \sqrt{\frac{\omega^2 - \epsilon_1^2}{\omega^2 - \epsilon^2}}. \quad (22)$$

Als Beispiel möge die Doppelbrechung des Kalkspats für senkrecht auf die Spaltfläche auffallende Lichtstrahlen berechnet werden. In Fig. 57, S. 87 stelle die Gerade WW eine Spaltfläche im Profil dar und ON die senkrecht dazu liegende Wellennormale. Da diese unter dem Winkel $\nu = 44^\circ 36\frac{1}{2}'$ gegen die Hauptachse geneigt ist, denn dies ist der Winkel der Rhomboëderfläche des Kalkspats gegen die Basis, und da ferner bei Kalkspat $\omega = 1,6584$, $\epsilon = 1,4864$ ist, so berechnet sich nach Formel (21) der zur Wellennormale ON (und zum Strahl OS) gehörende Brechungsindex zu $\epsilon_1 = 1,5665$. Die Doppelbrechung beträgt also senkrecht zur Spaltfläche des Kalkspats $\epsilon_1 - \omega = 1,5665 - 1,6584$ oder $-0,0919$; sie ist in dieser Richtung zehnmal stärker als die maximale Doppelbrechung des Quarzes.

28. Doppelschalige Flächen der Lichtausbreitung einachsiger Kristalle und ihre Beziehungen zu einschaligen Flächen. Man kann nach *Fresnel* die doppelschalige Lichtausbreitung einachsiger Kristalle auch auf einschalige Flächen zurückführen, wenn man sich vorstellt, daß das, was die Ausbreitung verursacht, senkrecht zur Ausbreitungsrichtung wirkt, ohne gerade notwendig mit dieser Vorstellung einen bestimmten physikalischen Vorgang zu verbinden, ohne also gleich an elektrische Feldstärke (s. S. 85) oder elektrische Verschiebung oder in älteren Zeiten an die sog. optische Elastizität oder dgl. zu denken (s. a. S. 46).

a) Um mit der doppelschaligen Strahlengeschwindigkeitsfläche zu beginnen, wollen wir uns senkrecht zu einem Strahl OS (Fig. 63) eine Ebene und in dieser zwei Vektoren denken, die so beschaffen sind, daß ihren Größen die Lichtausbreitungen in der Richtung des Strahls OS gleichzeitig bis $OS_0 = 0$ und bis $OS_2 = \xi$ entsprechen. Zu diesen beiden senkrecht zu OS liegenden Vektoren gelangt man nun auf verhältnismäßig einfachem Wege mit Hilfe eines Rotationsellipsoides, das in der Äquatorebene die Dimension σ und in der Rotationsachse die Dimension ϵ besitzt, das also seine Hauptdimensionen gegen die des Strahlen-

geschwindigkeitsellipsoids um 90° vertauscht hat. Ein solches Rotationsellipsoid wird nämlich senkrecht zu den jeweiligen Strahlen OS in Schnittellipsen getroffen, deren Halbachsen σ und ξ sind, d. h. es wird Dimensionen haben, wie sie den beiden Ausbreitungen des Lichtes in ein und derselben Richtung OS_o und OS_e zukommen. Der eine Vektor ξ ist in den Figuren 63 und 64 zu sehen, der andere σ steht im Punkt O senkrecht zur Zeichenebene. Mit dieser einschaligen elliptischen Rotationsfläche, die man das *Fresnelsche Ellipsoid* nennt, lassen sich also alle Punkte S_o und S_e der doppelschaligen Strahlengeschwindigkeitsfläche finden. Auch die Schwingungsrichtungen der beiden Strahlen werden durch dieses *Fresnelsche Ellipsoid* eindeutig bestimmt, wenn man sich vorstellt, daß diese Schwingungen den Halbachsen der Schnittellipsen parallel laufen und also im Hauptschnitt und senkrecht dazu liegen.

Die Gleichung dieses neuen *Fresnelschen Ellipsoids* erhält man aus der Gleichung der außerordentlichen Schale der Strahlengeschwindigkeits-

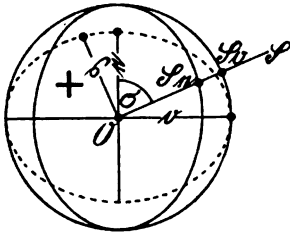


Fig. 63.

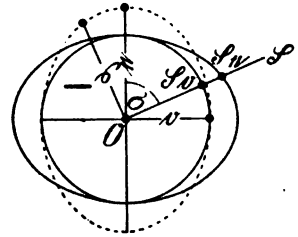


Fig. 64.

Strahlengeschwindigkeitsflächen und Fresnelsche Ellipsoide.

fläche, wenn man σ und e vertauscht oder wenn man an Stelle von σ den Wert $90^\circ - \sigma$ setzt. So folgt aus Gleichung (1) oder aus (2), (3) und (4), S. 86 für die Gleichung der Meridianellipse des *Fresnelschen Ellipsoids*

$$\frac{x^2}{\sigma^2} + \frac{y^2}{e^2} = 1.$$

b) Ganz analog kann man nun auch die doppelschalige Wellengeschwindigkeitsfläche auf eine einschalige Fläche zurückführen. Man geht hierbei von einem *Rotationsovaloid* aus (Fig. 65 und 66), das man früher, als man noch an die mechanische Äthertheorie glaubte, wohl als optische Elastizitätsfläche zu bezeichnen pflegte. Die Halbirungsquerschnitte dieser einschaligen Flächen sind bis auf ihren kreisförmigen Äquator lauter Ovale. Senkrecht auf diesen ovalen Querschnitten denkt man sich die Wellennormale OA , die nun in ihrem ordentlichen und außerordentlichen Fortschritt bis A_o und A_e durch die Halbachsen σ und e bestimmt werden. e ist in den Figuren 65 und 66 zu sehen, σ steht wieder in O senkrecht auf der Zeichenebene. Man erhält also auch hier mit dieser einschaligen, ovaloiden Rotationsfläche nicht nur jeden Punkt

Man kann diese Übergänge von den zweischaligen zu den einschaligen Flächen oder umgekehrt auch noch auf andere Weise bewerkstelligen und jenen Weg einschlagen, den schon *Michel-Lévy* und *Lacroix* 1888¹⁾, ferner *Th. Liebisch* 1891²⁾ und *F. Pockels* 1906³⁾ betreten haben. Hiernach gelangt man von der Indikatrix zur Wellengeschwindigkeitsfläche, wenn man überlegt, daß die Geschwindigkeit der in ein und derselben Richtung laufenden beiden Wellennormalen gegeben ist durch die reziproken Werte der Halbachsen der Schnittellipse, in der die zu der Wellennormale senkrechte Diametralebene die Indikatrix schneidet.

Man kann schließlich auch von der Indikatrix direkt zur Strahlengeschwindigkeitsfläche übergehen, wie dies *L. Fletcher* vorgeschlagen hat (l. c.). Man nimmt hierzu einen Satz aus der analytischen Geometrie

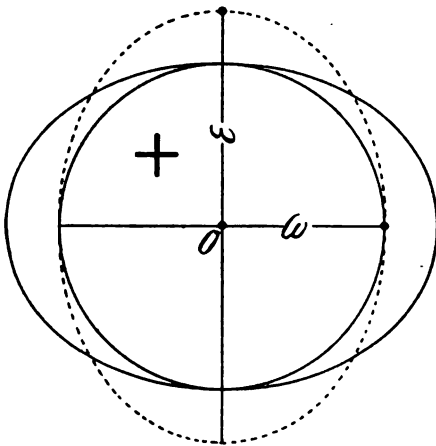


Fig. 67.

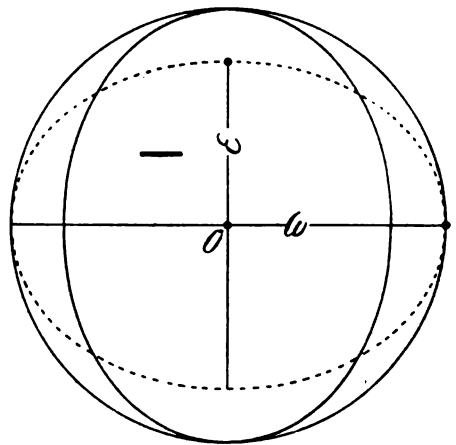


Fig. 68.

Indexflächen und Indikatrizen.

zu Hilfe, wonach das aus konjugierten Halbmessern einer Ellipse gebildete Parallelogramm konstanten Flächeninhalt besitzt. Konjugierte Halbmesser (oc und od) einer Ellipse (Fig. 69) sind Geraden, von denen die eine (oc) der Tangente (df) parallel läuft, die durch den Endpunkt (d) der andern (od) an die Ellipse gezogen ist. Es ist also oc mal dg konstant, wenn dg die Normale auf oc vorstellt. Dieses Produkt ist auch gleich oa mal ob oder, falls in der Querschnittsfigur 69 die größere Ellipse die Indikatrix vorstellt, auch gleich ϵ mal ω (die Halbachsen sind ebenfalls konjugierte Durchmesser). Es ist also auch

$$\frac{oc}{\epsilon \omega} = \frac{1}{dg}.$$

¹⁾ Les minéraux des roches. Paris 1888. 3.

²⁾ Physikal. Kristallographie. 1891. 315.

³⁾ Lehrb. d. Kristalloptik. 1906. 25.

Setzen wir $oc : \varepsilon\omega = oc_1$, so liegt der Punkt c_1 auf einer Querschnittsellipse, deren Halbachsen $\frac{1}{\varepsilon}$ und $\frac{1}{\omega}$ sind und die also mit der Querschnittsellipse der Strahlengeschwindigkeitsfläche nach Lage, Form und Größe identisch ist.

Zu einem Punkt d der Indikatrix $dbca$ (Fig. 69) erhalten wir den zugehörigen Punkt c_1 der Strahlengeschwindigkeitsfläche $b_1c_1a_1$, wenn wir den Strahl oc_1 parallel zur Tangente an den Punkt d ziehen und ihm als Länge den reziproken Wert der Normalen dg geben.

Die durch den Strahl oc_1 und die Normale dg gelegte Ebene bestimmt die Schwingungsebene des außerordentlichen Strahls. Auch läßt sich durch den Punkt d der Indikatrix die zweite (ordentliche) Schale der

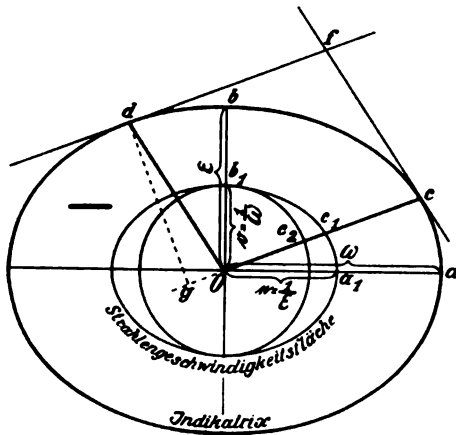


Fig. 69.

Strahlengeschwindigkeitsfläche, sowie Lage und Schwingungsrichtung jedes ordentlichen Strahls eindeutig bestimmen. Die Lage oc_2 ist wieder parallel zur Tangente an d , die Länge gleich dem reziproken Wert des in o senkrecht auf od und oc_2 , also senkrecht auf der Ebene der Zeichnung errichteten Halbmessers der Indikatrix. Dieser Halbmesser ist immer ω und die Länge des ordentlichen Strahls also $\frac{1}{\omega}$. Schließlich fällt seine Schwingungsebene mit der senkrecht auf dg stehenden Ebene zusammen.

Das Prinzip der Übertragung von den einschaligen zu den zweischaligen Flächen wird in seiner ganzen fruchtbringenden Bedeutung erst bei den zweiachsigen Kristallen erkannt werden, worauf wir in § 31 und 32 eingehen.

29. Übersicht der sechs Bezugsflächen einachsiger Kristalle. Die Ausführungen in den §§ 27 bis 28 haben gezeigt, daß man die Lichtbewegung in nicht zirkularpolarisierenden tetragonalen, hexagonalen und

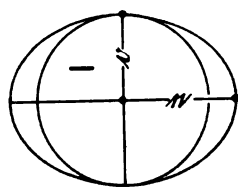
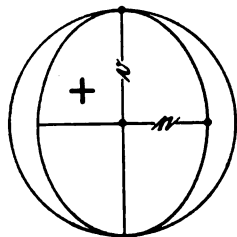


Fig. 70. Strahlengeschwindigkeitsflächen. Fig. 71.

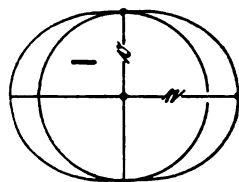
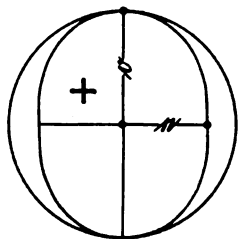


Fig. 72. Wellengeschwindigkeitsflächen. Fig. 73.

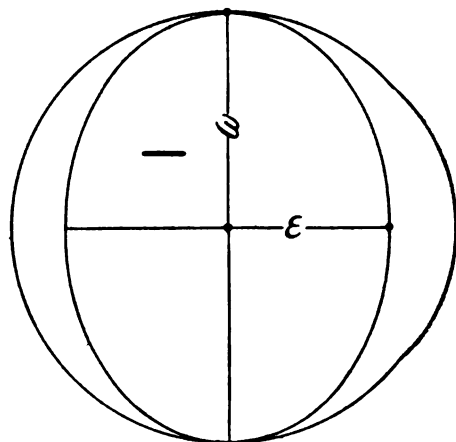
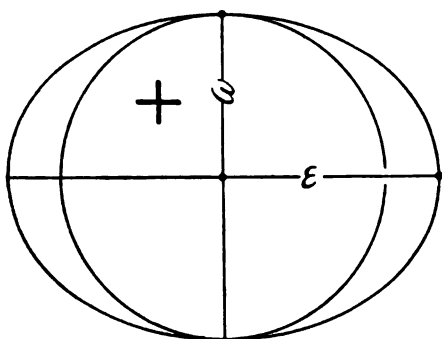


Fig. 74. Indexflächen. Fig. 75.

1. **Strahlengeschwindigkeitsfläche.** Fig. 70 und 71. Rotationsellipsoid und Kugel. (*Huygenssche Strahlenfläche, Fresnelsche Wellenfläche.*)

$$\text{Meridianellipse: } \frac{x^2}{e^2} + \frac{y^2}{o^2} = 1; \text{ a.o. Schale: } \frac{x^2 + z^2}{e^2} + \frac{y^2}{o^2} = 1.$$

2. **Wellengeschwindigkeitsfläche.** Fig. 72 und 73. Rotationsovaloid und Kugel. (*Fußpunktfläche von 1.*)

$$\text{Meridianoval: } e^2 x^2 + o^2 y^2 = (x^2 + y^2)^2; \text{ außerordentliche Schale: } e^2(x^2 + z^2) + o^2 y^2 = (x^2 + y^2 + z^2)^2.$$

3. **Indexfläche.** Fig. 74 und 75. Rotationsellipsoid und Kugel.

$$\text{Meridianellipse: } \frac{x^2}{e^2} + \frac{y^2}{\omega^2} = 1; \text{ a.o. Schale: } \frac{x^2 + z^2}{e^2} + \frac{y^2}{\omega^2} = 1.$$

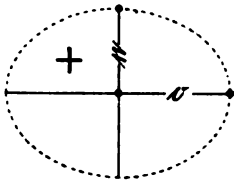


Fig. 76.

Fresnelsche Ellipsoide.

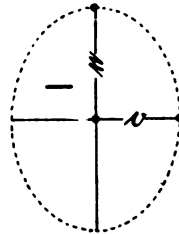


Fig. 77.

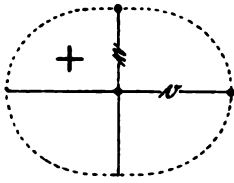


Fig. 78.

Ovaloide.

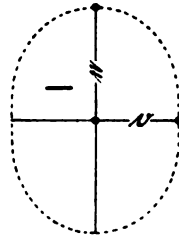


Fig. 79.

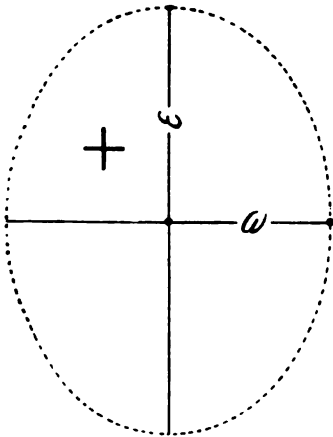


Fig. 80.

Indikatrizen.

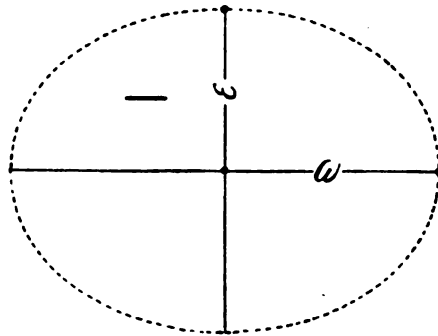


Fig. 81.

4. Fresnel'sches Ellipsoid. Fig. 76 und 77. Rotationsellipsoid.

Meridianellipse: $\frac{x^2}{o^2} + \frac{y^2}{e^2} = 1$; Fläche: $\frac{x^2 + z^2}{o^2} + \frac{y^2}{e^2} = 1$.

5. Ovaloid. Fig. 78 und 79. Rotationsovaloid. (Fußpunkfläche von 4.)

Meridianoval: $o^2 x^2 + e^2 y^2 = (x^2 + y^2)^2$;
 Fläche: $o^2(x^2 + z^2) + e^2 y^2 = (x^2 + y^2 + z^2)^2$.

6. Indikatrix. Fig. 80 und 81. Rotationsellipsoid.

Meridianellipse: $\frac{x^2}{\omega^2} + \frac{y^2}{\epsilon^2} = 1$; Fläche: $\frac{x^2 + z^2}{\omega^2} + \frac{y^2}{\epsilon^2} = 1$.

7*

trigonalen Kristallen durch drei zweischalige und drei einschalige Rotationsflächen verdeutlichen kann. Diese Flächen sind je für einen positiven und für einen negativen Kristall noch einmal in ihren Meridiankurven auf S. 101 übersichtlich abgebildet. Auch die in den vorangegangenen Paragraphen abgeleiteten Formeln zur Berechnung von Strahlen, Wellennormalen und Brechungsindizes mögen hier wiederholt werden.

Für Strahlen von der Geschwindigkeit \mathfrak{s} , die den Winkel σ mit der Hauptachse bilden, gilt

$$(4): \mathfrak{s} = \frac{e o}{\sqrt{o^2 \sin^2 \sigma + e^2 \cos^2 \sigma}}; \quad (5): \sin \sigma = \frac{e}{\mathfrak{s}} \sqrt{\frac{o^2 - \mathfrak{s}^2}{o^2 - e^2}}.$$

Für Wellennormalen von der Geschwindigkeit n , die den Winkel ν mit der Hauptachse bilden, gilt

$$(9): n = \sqrt{e^2 \sin^2 \nu + o^2 \cos^2 \nu}; \quad (10): \sin \nu = \sqrt{\frac{n^2 - o^2}{e^2 - o^2}}.$$

Für Brechungsindizes ε_1 , deren Halbmesser in der Indexfläche den Winkel ν mit der Hauptachse bilden, gilt

$$(21): \varepsilon_1 = \frac{\varepsilon \omega}{\sqrt{\omega^2 \sin^2 \nu + \varepsilon^2 \cos^2 \nu}}; \quad (22): \sin \nu = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} \sqrt{\frac{\omega^2 - \varepsilon_1^2}{\omega^2 - \varepsilon^2}}.$$

Die Gleichungen der Flächen selbst und ihrer Meridiankurven finden sich in der Übersicht auf S. 98 und 99.

Auch können die beiden Figuren 82 und 83, in denen je für positive und negative Kristalle alle Arten von Querschnittskurven aufeinander gelegt sind, zur weiteren Orientierung in diesem etwas verwickelten Thema dienen. Die Nummern 1 bis 6 an den Kurven auf S. 101 entsprechen der Numerierung auf S. 98 und 99. Man wird erkennen: in den schwarzen Kurven die Meridiankurven der zweischaligen Flächen und zwar in

Nr. 1, schwach ausgezogen,	die Strahlengeschwindigkeitsfläche,
Nr. 2, rund punktiert,	die Wellengeschwindigkeitsfläche,
Nr. 3, stark ausgezogen.	die Indexfläche;

in den roten Kurven die Meridiankurven der einschaligen Flächen und zwar in

Nr. 4, schwach ausgezogen,	das <i>Fresnelsche</i> Ellipsoid,
Nr. 5, rund punktiert,	das Ovaloid,
Nr. 6, stark ausgezogen,	die Indikatrix.

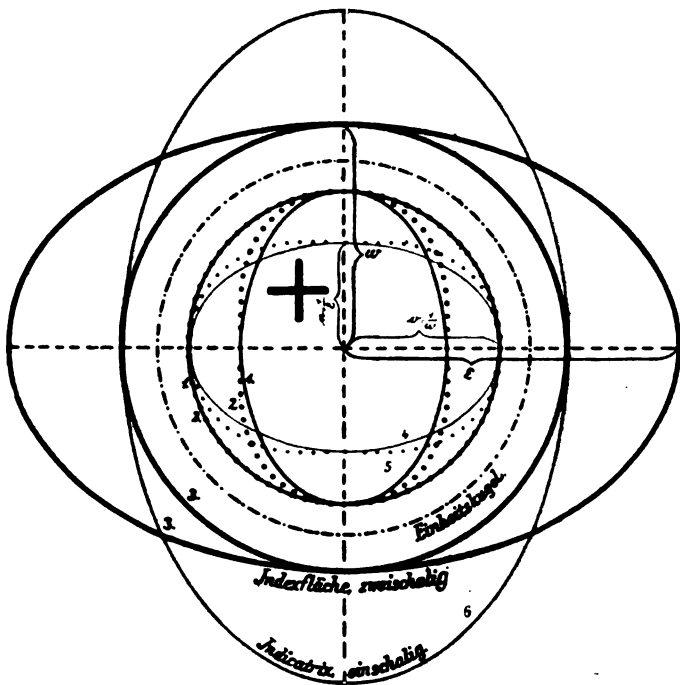


Fig. 82.

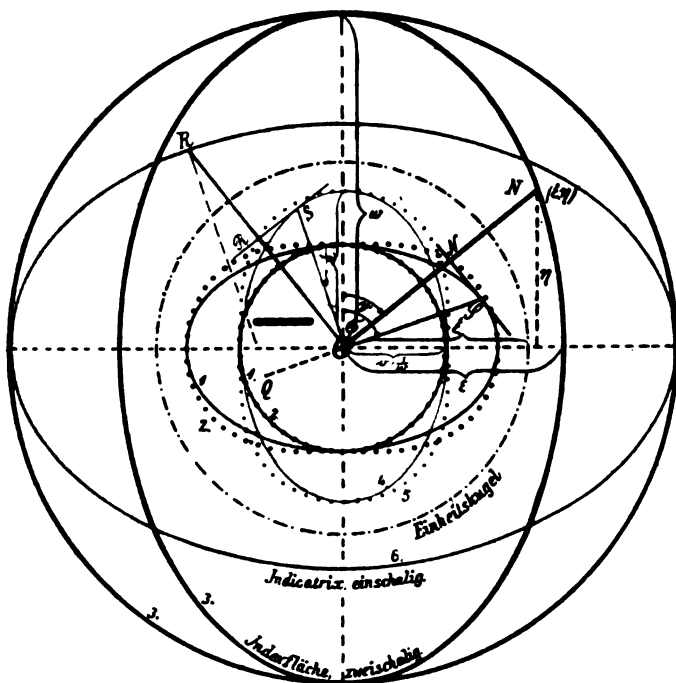


Fig. 83.

Man sieht, daß die Schalen der ordentlichen Lichtbewegung bei Strahl und Welle zusammenfallen und daß sie bei dem außerordentlichen Licht wenigstens in den Achsendimensionen übereinstimmen, im übrigen Verlauf aber die für Oval und Ellipse gebotene Abweichung zeigen. Diese Figuren enthalten auch noch in den strichpunktierten Kreisen die Querschnitte der Einheitskugeln.

30. Optische Charakteristik einachsiger Kristalle ohne Zirkularpolarisation. Zusammenfassend läßt sich über die Ausbreitung des Lichts in einachsigen Kristallen ohne Zirkularpolarisation folgendes sagen. Die in einem Punkt im Innern eines homogenen tetragonalen oder hexagonalen oder trigonalen Kristalls entstehende Lichtschwingung pflanzt sich von jenem Punkt aus in zwei voneinander vollkommen unabhängigen Lichtbewegungen durch den Kristall hindurch fort. Die eine Lichtbewegung breitet sich nach allen Richtungen mit gleicher Geschwindigkeit aus und erreicht also in jedem Zeitpunkt eine Kugeloberfläche. Sie verhält sich, abgesehen von der Polarisation, wie Licht in einem isotropen Medium und wird daher ordentliches Licht genannt. Dieses Licht schwingt senkrecht zum Hauptschnitt und hat überall die Geschwindigkeit v und den Brechungsindex ω . Die andere Lichtbewegung zeigt eine von der Richtung abhängige Geschwindigkeit und bildet in jedem Zeitpunkt für die Strahlen ein Rotationsellipsoid, für die Wellennormalen ein Rotationsovaloid, für die Brechungsindizes wieder ein Rotationsellipsoid. Von den vielen verschieden schnellen Lichtbewegungen dieser außerordentlichen Art nimmt die in der Richtung der Hauptachse verlaufende eine besondere Stellung ein, da ihr ganzes Verhalten hier dem des ordentlichen Strahls gleicht. Die Lichtbewegung, die parallel zu dieser Hauptachse den Kristall durchsetzt, steht unter dem Einfluß von Kräften, die rund um diese Achse herum einander gleich sind; eine solche Lichtbewegung erfährt also weder eine Doppelbrechung noch eine Polarisation. Die kristallographische Hauptachse ist daher eine Richtung einfacher Strahlenbrechung oder eine Achse der Isotropie. Sie wird die optische Achse genannt und ist optisch und morphologisch eine singuläre Achse. In allen andern Richtungen zeigt das außerordentliche Licht umso stärker abweichende Geschwindigkeiten, je mehr die Einfallsrichtung gegen die Hauptachse geneigt ist. Der maximale Unterschied tritt bei der senkrecht zur Hauptachse verlaufenden außerordentlichen Lichtbewegung ein, wo Geschwindigkeit und Brechungsindex die extremen Werte v und ϵ annehmen. Im letzteren Fall spricht man von dem Brechungsindex ϵ des außerordentlichen Lichtes schlechtweg und von der Doppelbrechung $\epsilon - \omega$ als einer optischen Konstanten, die bei mikroskopischen Diagnosen eine wichtige Rolle spielt. Die Schwingung des außerordentlichen Lichtes erfolgt im Hauptschnitt.

Zweiter Abschnitt.

Optisch zweiachsige Kristalle ohne Zirkularpolarisation.**31. Historisches über Lichtausbreitung in zweiachsigen Kristallen.**

Huygens gelangte bei der Erklärung der außerordentlichen Lichtbewegung im Kalkspat zu seinem großen Erfolg, als er die einfache Form der Strahlenfläche in isotropen Medien, nämlich die Kugel, durch das nächst einfache räumliche Gebilde, nämlich durch ein Rotationsellipsoid ersetzte. Wie nahe lag da der Gedanke, auf diesem Weg fortzufahren und zu versuchen, ob bei gewissen Kristallen nicht ein dreiachsiges Ellipsoid der außerordentlichen Strahlenfläche entspräche. Sehr bald stellte sich indessen heraus, daß hier viel kompliziertere räumliche Gebilde der Lichtausbreitung auftreten. Erst als *Fresnel* sein Prinzip der Übertragung der zweischaligen Flächen auf einschalige eingeführt hatte (s. § 28) und bei diesen letzteren vom Rotationsellipsoid zum dreiachsigen Ellipsoid übergegangen war, gelang ihm die Erklärung der Lichtausbreitung in den rhombischen, monoklinen und triklinen Kristallen. Auch diesmal war es also wieder die glückliche Intuition eines genialen Forschers, die unsere Erkenntnis so wesentlich erweiterte. Experimente würden sicherlich nicht so bald, wenn überhaupt, die Form der Strahlengeschwindigkeitsfläche aufgedeckt haben. Und die lange herrschende Annahme, *Fresnel* habe seine Wellenflächen aus allgemeinen mechanischen Gesetzen über die sog. elastischen Eigenschaften des Äthers abgeleitet, ist von *E. Verdet* bei der Herausgabe der Werke *Fresnels* widerlegt worden. *Fresnel* ersetzte also bei den in Betracht kommenden Kristallen sein einachsiges Rotationsellipsoid der einachsigen Kristalle durch ein dreiachsiges Ellipsoid und leitete alsdann aus dieser einschaligen Bezugsfläche die zweischalige Strahlengeschwindigkeitsfläche in ganz derselben Weise ab, wie dies bei den einachsigen Kristallen in § 28 auseinandergesetzt wurde. Ebenso ist das Rotationsovaloid in ein dreiachsiges Ovaloid zur Ableitung der Wellengeschwindigkeitsfläche, und die Rotationsindikatrix in eine dreiachsige Indikatrix zur Ableitung der Indexflächen bei diesen rhombischen, monoklinen und triklinen Kristallen umgewandelt worden.

32. Doppelschalige Flächen der Lichtausbreitung zweiachsiger Kristalle und ihre Beziehungen zu einschaligen Flächen. Die Erfahrung hat gezeigt, daß jede einschalige dreiachsige Bezugsfläche, die wir nunmehr den Ableitungen der zweischaligen Flächen zugrunde legen, bei allen in Betracht kommenden Medien, also bei rhombischen, monoklinen und triklinen Kristallen, drei aufeinander senkrecht stehende Achsen besitzt.

Bei den folgenden Betrachtungen über die Beziehungen zwischen doppelschaligen und einschaligen Flächen ist zuerst unter a) die Ab-

leitung der Fläche 1 aus 4 (s. S. 124), also der Strahlengeschwindigkeitsfläche aus dem *Fresnel'schen* Ellipsoid, nur für die Hauptschnitte erfolgt, unter b) für die Flächen 2 aus 5 (s. S. 124), also für die Wellengeschwindigkeitsfläche und das Ovaloid, auf die analogen Vorgänge wie bei a) im allgemeinen hingewiesen, und unter c) die Ableitung der Fläche 3 aus 6 (s. S. 125), also der Indexfläche aus der Indikatrix, vollständig durchgeführt. Bei diesen mathematischen Entwicklungen habe ich mich der bereitwilligen Hilfe meines Kollegen, des Herrn Prof. Dr. *F. Pfeiffer*, erfreuen dürfen.

a) Wir gehen zuerst von einem dreiachsigen ebenfalls nach *Fresnel* benannten Ellipsoid mit den Achsendimensionen $a > b > c$ aus, wie es in Fig. 84 nach einem Kreisschnitt zerteilt und in Fig. 85 in seinen Hauptdimensionen abgebildet ist. Mit seiner Hilfe wollen wir die Strahlenausbreitung in den drei Symmetrieebenen des Ellipsoides konstruieren. Alle dreiachsigen Ellipsoide werden bei der Halbierung nur von zwei



Fig. 84.

Kreisschnitten und sonst von lauter Ellipsen getroffen. Die Halbachsen dieser Ellipsen mögen wieder das Maß der Ausbreitung der senkrecht zu ihnen liegenden Strahlen bestimmen (vgl. dazu § 28, S. 94). Bei der nachstehenden Ableitung beziehen sich die Buchstaben auf die Figuren 85 bis 90, ohne daß jedesmal besonders auf die betreffende Figur verwiesen wäre. Verfolgen wir zunächst die Bewegung im Längsschnitt yz oder bc , so pflanzen sich in dieser Ebene zwei Strahlen mit verschiedenen Geschwindigkeiten in derselben Richtung fort. Der eine Strahl hat immer dieselbe Geschwindigkeit, weil er in jeder Lage unter dem Einfluß des senkrecht zu ihm liegenden Vektors a steht und sich überall um die gleichen Stücke $oa_1 = oa_2 = oa_3 = oa = a$ (Fig. 86), also kreisförmig ausbreitet. Der andere Strahl steht bei vertikaler Lage unter dem Einfluß des Vektors b , bei horizontaler Lage unter dem Einfluß des Vektors c und breitet sich also bald weiter bis $b = ob$, bald weniger weit bis $c = oc$ aus und erreicht in Zwischenlagen eine mittlere Ausbreitung z. B. bis ob_2, ob_3 usw., die im ganzen elliptische Formen annimmt, wie dies die innere Kurve in Fig. 86 zeigt. Die Gleichungen der Schnittkurven des Längsschnitts lauten

für die Ellipse $\frac{y^2}{c^2} + \frac{z^2}{b^2} = 1,$

für den Kreis $y^2 + z^2 = a^2.$

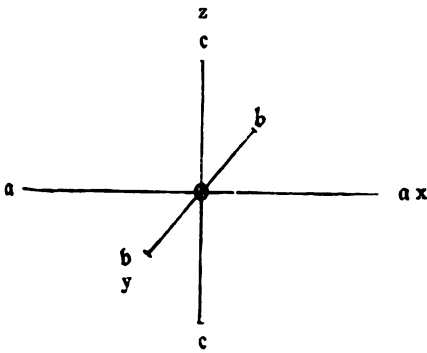


Fig. 85.

Hauptvektoren $a > b > c$ des Fresnel-
schen dreiachsigen Ellipsoids.

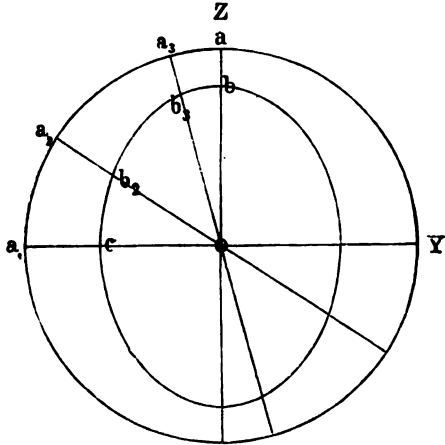


Fig. 86.

Längsschnitt durch YZ oder b c.

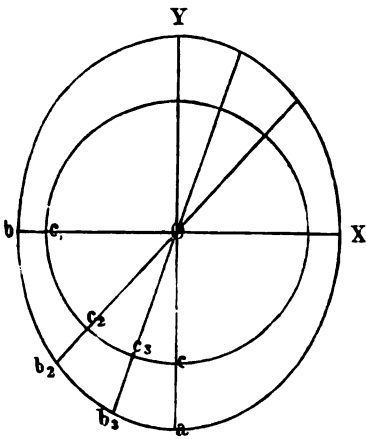


Fig. 87.

Horizontalschnitt durch XY oder a b.

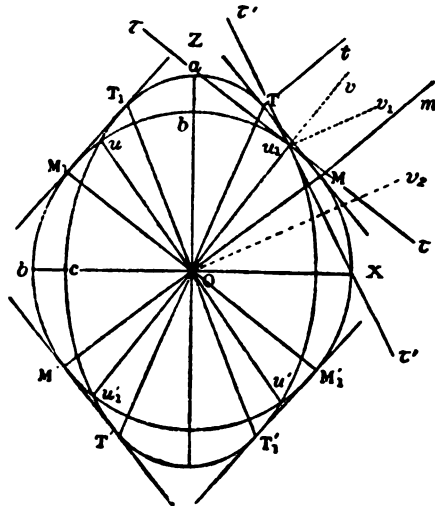


Fig. 88.

Querschnitt durch XZ oder a c.

Verfolgen wir ferner die Lichtbewegung in der horizontalen Ebene xy oder ab der Fig. 85, so stehen hier zunächst gewisse Strahlen wieder

stets unter dem Einfluß ein und desselben Vektors, diesmal des Vektors c , und pflanzen sich in dieser Ebene in allen Azimuten gleich schnell, d. h. kreisförmig um die gleichen Stücke $oc_1 = oc_2 = oc_3 = oc = c$ fort (Fig. 87). Dagegen stehen andere in der horizontalen Ebene liegende Strahlen bald unter dem Einfluß des Vektors a , bald unter dem des Vektors b oder unter solchen mittleren Wertes. Daher breitet sich die Bewegung vorne-hinten am weitesten um $oa = a$, rechts-links am wenigsten weit nur um $ob = b$. in Zwischenlagen um mittlere Entfernungen, im ganzen aber, wie dies in

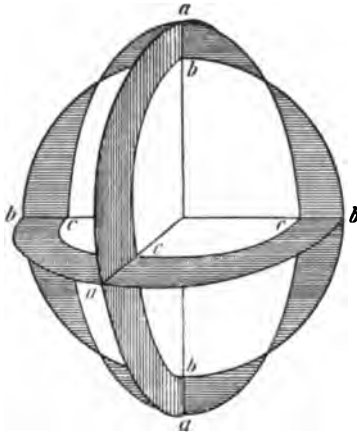


Fig. 89.



Fig. 90.

Fig. 87 zu sehen ist, elliptisch aus. Die Gleichungen der Schnittkurven des Horizontalschnittes lauten

$$\text{für die Ellipse } \frac{x^2}{b^2} + \frac{y^2}{a^2} = 1.$$

$$\text{für den Kreis } x^2 + y^2 = c^2.$$

Im dritten Durchschnitt, der der Querfläche xz oder ac parallel läuft, zeigt sich die interessanteste Verteilung der Lichtausbreitung. Hier stehen gewisse Strahlen immer unter dem Einfluß des Vektors b und erreichen eine kreisförmige Ausbreitung von mittlerer Weite $ob = b$ (Fig. 88). Andere Strahlen in dieser Querfläche erleiden bald den Einfluß des Vektors a , bald den von c . Sie gehen in vertikaler Richtung bis $oa = a$ und in horizontaler Richtung bis $oc = c$ und wandern in Zwischenlagen bis zu mittleren Weiten. Die Gleichungen der Schnittkurven des Querschnitts lauten:

für die Ellipse $\frac{x^2}{c^2} + \frac{z^2}{a^2} = 1,$

für den Kreis $x^2 + z^2 = b^2.$

Im Längsschnitt der Strahlenfläche — wenn wir uns wieder an die Orientierung der Fig. 85 halten — umgibt die kreisförmige die elliptische Ausbreitung, im Horizontalschnitt ist es umgekehrt und im Querschnitt schneidet die kreisförmige Ausbreitung die elliptische in vier Punkten. Die Radien nach diesen Schnittpunkten Ou und Ou_1 in Fig. 88 stehen senkrecht auf den beiden Kreisschnitten des dreiachsigen Ellipsoides.

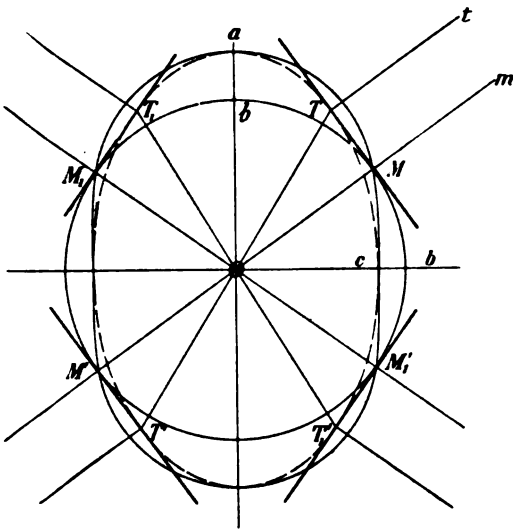


Fig. 91.



Fig. 92.

In Fig. 89 sind die drei Hauptschnitte der Strahlengeschwindigkeitsfläche zu einem perspektivischen Bild vereinigt; in Fig. 90 ist ein von *A. Brill* konstruiertes Gipsmodell mit zwei ausgehobenen Quadranten abgebildet.

b) Die Entwicklung der zweischaligen Wellengeschwindigkeitsfläche läßt sich nun in ganz analoger Weise aus einem einschaligen dreiachsigen (früher Elastizitätsfläche genannten) Ovaloid durchführen, wie die Entwicklung der Strahlengeschwindigkeitsfläche aus dem *Fresnel'schen* Ellipsoid. Die Ableitung wollen wir im einzelnen nicht weiter verfolgen, weil sie ähnlich der vorigen verläuft, vielmehr nur auf die Figuren 91 und 92 verweisen, wo ein Querschnitt der Wellengeschwindigkeitsfläche durch die Ebene xz und ein Gipsmodell über zwei Quadranten abgebildet ist. Das Originalmodell, das mit gütiger Erlaubnis von Herrn Prof. *r. Brill* in der

vorigen Auflage dieser Physiographie zum erstenmal veröffentlicht wurde, befindet sich im Besitz des mathematischen Seminars der Universität Tübingen und ist von Rektor *Böhlen* seinerzeit konstruiert worden¹⁾. Man kann sich übrigens bei dieser ovaloiden Ableitung unmittelbar an gewisse physikalische Vorgänge anlehnen und dadurch dem ganzen Entwicklungsgang eine etwas konkretere Vorstellung geben. Denn nach den Darlegungen auf S. 85 wollen wir ja die Schwingungen senkrecht zu den Wellennormalen annehmen, sodaß wir hier diese Schwingungen in die Vektoren des Ovaloids verlegen können. Da nun jedes dreiachsige Ovaloid

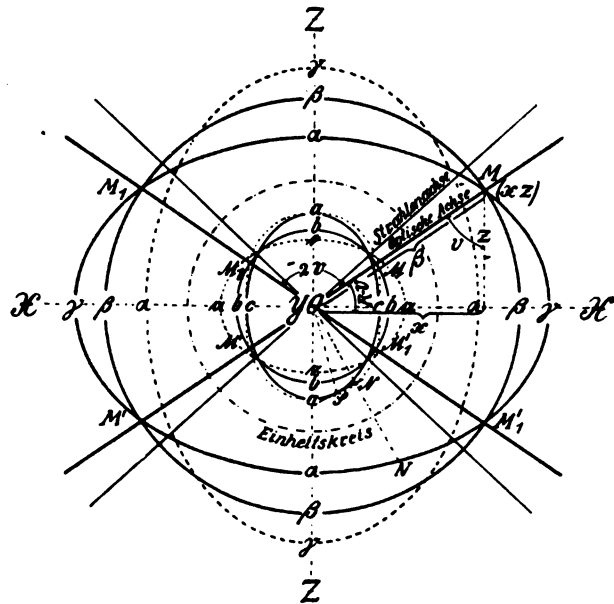


Fig. 93.

zwei Kreisschnitte und nur diese, sonst lauter ovale Querschnitte besitzt, so spielen diese Kreisschnitte eine ähnliche Rolle für die Wellennormalen, wie die Kreisschnitte des *Fresnelschen* dreiachsigen Ellipsoides für die Strahlen. Näheres in § 35.

c) Zum dritten kann man auch die Indexfläche aus einer dreiachsigen Indikatrix, deren Hauptdimensionen die drei Hauptbrechungsindizes α , β , γ sind, ableiten. Ihre Form ist ähnlich dem *Fresnelschen* Ellipsoid, hat aber eine um 90° verdrehte Orientierung. Fig. 93 zeigt einerseits diese Ähnlichkeit, andererseits die veränderten Dimensionen

¹⁾ Die Wellenfläche zweiachsiger Kristalle. Beil. z. Progr. d. Realanstalt Reutlingen 1880/81. Reutlingen 1881. 50 S.

und die verdrehte Lage bei dem *Fresnel*schen Ellipsoid ac und der Indikatrix $a\gamma$ in der Ebene senkrecht zum mittleren Vektor b oder β .

Die Bezeichnungen in Fig. 93 sind der Tradition entsprechend etwas inkonsequent gehalten. Die Dimensionen des *Fresnel*schen Ellipsoids sind mit deutschen Buchstaben a (b zum Punkt verkürzt) c , die zugehörigen Dimensionen der Wellengeschwindigkeitsfläche mit den lateinischen Buchstaben a, b, c bezeichnet. Die Dimensionen der Indikatrix und der Indexfläche tragen aber üblicherweise die gleichen Buchstaben α, β, γ (β bei der Indikatrix zum Punkt verkürzt). Die Ableitung der stark ausgezogenen doppelschaligen Indexfläche aus der stark gestrichelten Indikatrix geschieht in den drei Hauptschnitten genau in der gleichen Weise, wie wir dies auf S. 104—107 bei der Strahlengeschwindigkeitsfläche durchgeführt haben. Zur Ableitung der Indexfläche aus der Indikatrix für alle beliebigen Richtungen knüpfen wir an die Bemerkungen des vorigen Paragraphen (S. 103) an und legen also durch die Indikatrix eine Diametralebene, auf deren Normale wir vom Mittelpunkt aus nach beiden Seiten die Länge der großen und der kleinen Achse der Schnittellipse dieser Diametralebene mit der Indikatrix abtragen; so erhält man im allgemeinen vier Punkte $(x_1 y_1 z_1, x_2 y_2 z_2$ und ihre Gegenpunkte) der zweischaligen Indexfläche und für die Gesamtheit der Diametralebenen alle Punkte der Indexfläche. Auf Grund dieser geometrischen, von *Fresnel* eingeführten Definition der Indexfläche läßt sich nun ihre Gleichung folgendermaßen aufstellen. Dazu bedarf man in erster Linie der Längen der Halbachsen der Schnittellipse einer solchen Diametralebene mit der Indikatrix. Es sei

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{\beta^2} + \frac{z^2}{\gamma^2} = 1$$

die Gleichung eines die Indikatrix vorstellenden dreiachsigen Ellipsoides mit den Halbachsen a, β, γ , und es seien ferner u, v, w die Richtungskosinus der Normale jener eben erwähnten Diametralebene. Da es sich nur um die Längen der beiden Hauptachsen der Schnittellipse handelt, braucht man nach Herrn Prof. *Pfeiffer* auch nur den Abstand jener beiden Punkte $x_1 y_1 z_1$ und $x_2 y_2 z_2$ vom Zentrum zu bestimmen, für die die Entfernungen

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2} \\ \gamma_1 &= \sqrt{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2} \end{aligned} \right\} \text{ein Minimum bzw. Maximum sind,}$$

und die gleichzeitig auf der Indikatrix

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{\beta^2} + \frac{z^2}{\gamma^2} = 1, \tag{1}$$

sowie auf der schneidenden Diametralebene mit der Gleichung

$$u x + v y + w z = 0 \quad (2)$$

liegen. Man hat also den Ausdruck $x^2 + y^2 + z^2$ zum Maximum bzw. Minimum zu machen, mit den beiden Nebenbedingungen (1) und (2).

Nach der *Lagrangeschen* Regel für Maxima und Minima mit Nebenbedingungen¹⁾ hat man dazu — nach Einführung zweier zunächst noch unbekannter Multiplikatoren λ und μ — den Ausdruck

$$\Phi = x^2 + y^2 + z^2 - \lambda \left(\frac{x^2}{\alpha^2} + \frac{y^2}{\beta^2} + \frac{z^2}{\gamma^2} - 1 \right) - \mu (u x + v y + w z)$$

zum Extremum zu machen ohne Nebenbedingungen. Das gibt die Bedingungsgleichungen

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = 2x - \lambda \frac{2x}{\alpha^2} - \mu u = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = 2y - \lambda \frac{2y}{\beta^2} - \mu v = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 2z - \lambda \frac{2z}{\gamma^2} - \mu w = 0. \quad (5)$$

Durch Multiplikation mit x bzw. y und z und Addition folgt hieraus wegen (1) und (2)

$$x^2 + y^2 + z^2 = \lambda. \quad (6)$$

Ferner ergibt sich durch direkte Auflösung von (3), (4) und (5)

$$x = \frac{\mu u}{2 \left(1 - \frac{\lambda}{\alpha^2} \right)}; \quad y = \frac{\mu v}{2 \left(1 - \frac{\lambda}{\beta^2} \right)}; \quad z = \frac{\mu w}{2 \left(1 - \frac{\lambda}{\gamma^2} \right)}.$$

Also ist wegen (2)

$$\frac{\mu}{2} \left(\frac{u^2}{1 - \frac{\lambda}{\alpha^2}} + \frac{v^2}{1 - \frac{\lambda}{\beta^2}} + \frac{w^2}{1 - \frac{\lambda}{\gamma^2}} \right) = 0.$$

Daraus folgt, für $\mu \neq 0$, für λ die Gleichung

$$\frac{u^2}{1 - \frac{\lambda}{\alpha^2}} + \frac{v^2}{1 - \frac{\lambda}{\beta^2}} + \frac{w^2}{1 - \frac{\lambda}{\gamma^2}} = 0. \quad (7 a)$$

Sie geht durch einfache Umformung unter Berücksichtigung von

¹⁾ Vgl. etwa *H. v. Mangoldt*, Einführung in die höhere Mathematik. 2. Aufl. 1919. Bd. 2. 337.

$u^2 + v^2 + w^2 = 1$ (s. Fußnote 1, S. 166) über in die in λ quadratische Gleichung

$$\lambda^2(\alpha^2 u^2 + \beta^2 v^2 + \gamma^2 w^2) - \lambda[\alpha^2(\beta^2 + \gamma^2)u^2 + \beta^2(\gamma^2 + \alpha^2)v^2 + \gamma^2(\alpha^2 + \beta^2)w^2] + \alpha^2\beta^2\gamma^2 = 0, \quad (7b)$$

deren Wurzeln λ_1 und λ_2 nach (6) die Halbachsen der Schnittellipse in der Form

$$a_1 = \sqrt{\lambda_1}, \quad \gamma_1 = \sqrt{\lambda_2}$$

ergeben.

Die Auflösung der quadratischen Gleichung (7b) ist bei der numerischen Rechnung, also nach Einsetzung der Zahlenwerte von $u, v, w, \alpha, \beta, \gamma$ ebenso einfach, wie die Auflösung jeder quadratischen Gleichung von der Form $Ax^2 + Bx + C = 0$.

Die Gleichung der Indexfläche wird nun folgendermaßen erhalten:

Die Koordinaten irgendeines ihrer Punkte sind auf Grund der S. 109 gegebenen geometrischen Erzeugung

$$x = u\sqrt{\lambda}; \quad y = v\sqrt{\lambda}; \quad z = w\sqrt{\lambda}, \quad (8)$$

wobei λ die Gleichung (7a) oder (7b) erfüllt. Wenn man in (7a), das sich durch Addition und Subtraktion gewisser Werte in den Zählern auch schreiben läßt

$$\frac{u^2 - u^2 \frac{\lambda}{\alpha^2} + u^2 \frac{\lambda}{\alpha^2}}{1 - \frac{\lambda}{\alpha^2}} + \frac{v^2 - v^2 \frac{\lambda}{\beta^2} + v^2 \frac{\lambda}{\beta^2}}{1 - \frac{\lambda}{\beta^2}} + \frac{w^2 - w^2 \frac{\lambda}{\gamma^2} + w^2 \frac{\lambda}{\gamma^2}}{1 - \frac{\lambda}{\gamma^2}} = 0,$$

oder

$$u^2 + v^2 + w^2 + \lambda \left(\frac{u^2}{\alpha^2 - \lambda} + \frac{v^2}{\beta^2 - \lambda} + \frac{w^2}{\gamma^2 - \lambda} \right) = 0,$$

oder

$$1 + \lambda \left(\frac{u^2}{\alpha^2 - \lambda} + \frac{v^2}{\beta^2 - \lambda} + \frac{w^2}{\gamma^2 - \lambda} \right) = 0,$$

die Werte für u, v, w aus (8) und die aus (8) folgenden Größen $\lambda^2 = x^2 + y^2 + z^2$ einsetzt, so erhält man schließlich als Gleichung der Indexfläche

$$\frac{x^2}{x^2 + y^2 + z^2 - \alpha^2} + \frac{y^2}{x^2 + y^2 + z^2 - \beta^2} + \frac{z^2}{x^2 + y^2 + z^2 - \gamma^2} = 1. \quad (9)$$

Die Indexfläche ist ein Gebilde, dessen Halbmesser in jeder beliebigen Richtung die Brechungsindizes der in dieser Richtung verlaufen-

den beiden Wellennormalen darstellen. Daraus ergibt sich im Anschluss an Fig. 93 folgende Konstruktion: Zu einem Punkt \mathcal{M} der Wellengeschwindigkeitsfläche gehört der Punkt M der Indexfläche, wo, mit Bezug auf den durch die strichpunktierte Linie angedeuteten Einheitskreis, $O\mathcal{M} = \frac{1}{OM}$ ist. Oder an anderer Stelle: Zum Punkt \mathcal{S} der Strahlengeschwindigkeitsfläche gehört der Punkt \mathcal{N} der Wellengeschwindigkeitsfläche und zu diesem der Punkt N der Indexfläche. Diese Punkte sind so gefunden, daß

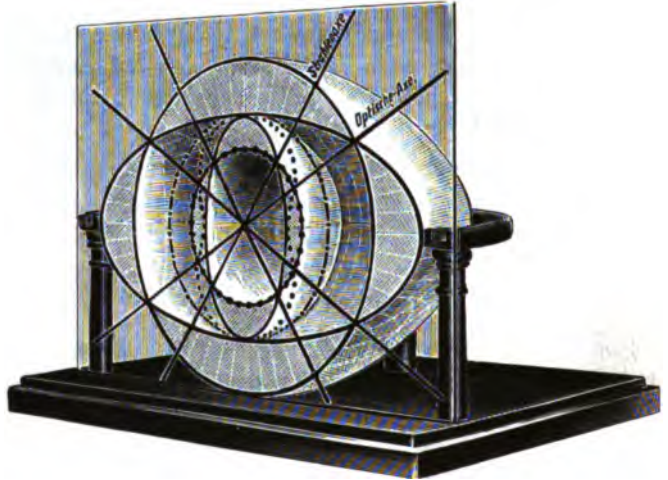


Fig. 94.

- Indexfläche
- Strahlengeschwindigkeitsfläche
- Wellengeschwindigkeitsfläche
- . - . - . Einheitskugel.

man durch einen beliebig gewählten Punkt \mathcal{S} eine Tangente an die Ellipse der Strahlengeschwindigkeitsfläche gezogen und auf diese Tangente ein Lot vom Mittelpunkt gefällt hat, worauf dann wieder mit Bezug auf den Einheitskreis $ON = \frac{1}{O\mathcal{N}}$ gemacht wurde.

Fig. 94 zeigt die in Fig. 93 in einem Querschnitt dargestellten Verhältnisse an einem Modell, das aus zwei ineinandergeschobenen Gipsmodellen besteht. Beide Gipsmodelle sind ursprünglich als Strahlengeschwindigkeitsflächen konstruiert worden, das eine, schon S. 107 erwähnte Modell von *A. Brill*, das andere erheblich größer von Rektor *Böklen* (l. c.). Zufälligerweise stimmen die Dimensionen dieser beiden, durch *Martin Schilling* in Leipzig vertriebenen Modelle bis auf ganz wenige Millimeter so aufeinander, daß man das *Brillsche* Modell (im inneren Teil der Fig. 94) als

Strahlengeschwindigkeitsfläche und das *Böklensche* Modell (im äußeren Teil der Fig. 94) als die dazu passende Indexfläche betrachten kann. Die vorgesetzte Glastafel mit ihrer Zeichnung gibt die Lage der optischen Achsen und der Strahlenachsen an (näheres über diese Achsen s. § 35) und enthält auch noch in der Punktkurve die Spur der Wellengeschwindigkeitsfläche, sowie in dem strichpunktiierten Kreis die Dimension der Einheitskugel, die sich gerade noch zwischen die beiden Gipsmodelle eingeschoben läßt.

33. Schwingungsebenen beliebiger Wellennormalen zweiachsiger Kristalle (Hauptschnitte, Fresnelsche Konstruktion). Unter den Hauptschnitten einer Wellennormale bei zweiachsigen Kristallen versteht man die Ebenen, in denen man die Schwingungen der Lichtbewegungen annimmt. Man spricht hier nicht mehr von einem Hauptschnitt und der dazu senkrecht liegenden Ebene, wie bei den einachsigen Kristallen, sondern kennt zwei gleichberechtigte Hauptschnitte, die, wenn nötig, als Hauptschnitt I und Hauptschnitt II unterschieden werden. Die Hauptschnitte bestimmen die Auslöschungsrichtungen, deren hohe Bedeutung für die mikroskopische Diagnose noch ausführlich zur Sprache kommen wird. Um die Spur der Hauptschnitte auf einer beliebigen, an einem zweiachsigen Kristall angeschliffenen Fläche zu finden, bedient man sich der optischen Achsen (§ 35) und führt mit ihrer Hilfe die sog. *Fresnelsche* Konstruktion durch. Man legt dazu durch die auf der gegebenen Fläche errichtete Normale P und durch jede optische Achse A und B eine Ebene und halbiert den räumlichen Winkel 2α dieser Ebenen, wie dies in Fig. 95 auf einer Kugel perspektivisch von vorne und in Fig. 96 in stereographischer Projektion von oben in Gestalt der Großkreise PA und PAa_1 , PB und PBa_3 sowie Pa_2 geschehen ist. Die Halbierung im letzteren Fall geschieht nach den Regeln der stereographischen Projektion in der Weise, daß man auf dem zu P gehörenden Äquator $a_1a_2a_3$ ($Pa_1 = 90^\circ = Pa_3$) den Bogen a_1a_3 in a_2 halbiert und durch diesen Halbierungspunkt den Großkreis Pa_2 legt. Die Tangente in P an den Bogen Pa_2 ist die eine Auslöschungsrichtung; die andere steht hierzu senkrecht, denn auch bei den zweiachsigen Kristallen liegen die Schwingungsebenen beider Lichtbewegungen, wie bei den einachsigen Kristallen (s. S. 82), immer in zueinander senkrechten Ebenen.

Zum Beweis bedarf es einiger durch Fig. 96 unterstützter Vorstellungen:

1. Die allgemeine Orientierung der Indikatrix ist durch die optischen Achsen A und B gegeben. Der mittlere Vektor β läuft von vorne nach hinten. Ob der größte oder kleinste Vektor oben austritt, ist hier ohne Bedeutung.
2. Der Bogen $a_1a_2a_3$ liegt in der Ebene jener Schnittellipse der Indikatrix, die der Fläche P parallel läuft. Diese Schnittellipse mit ihren

Halbachsen a_1 und a_2 spielt für die Brechungsindizes der Wellennormalen und für ihre Schwingungsrichtungen dieselbe Rolle, wie wir dies bei den Vektoren e und o für die Strahlen im Kalkspat auf S. 82 erörtert haben. Es kommt also für die Beweisführung

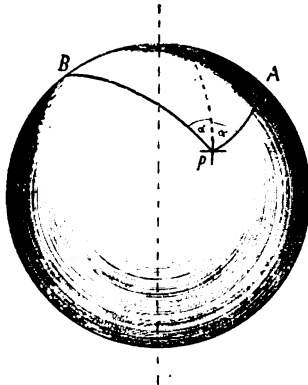


Fig. 95.

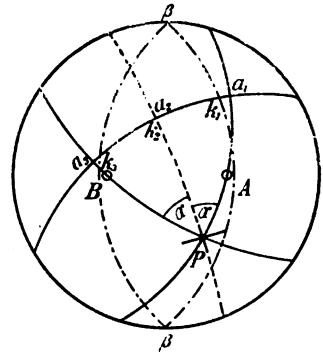


Fig. 96.

der *Fresnelschen* Konstruktion darauf an, zu zeigen, daß der Bogen Pa_2 der *Fresnelschen* Konstruktion durch eine solche Halbachse der Schnittellipse hindurchgeht.

- Die beiden Kreisschnitte der Indikatrix sind die strichpunktiierten Kreise $\beta k_1 \beta$ (senkrecht auf B -Achse) und $\beta k_3 \beta$ (senkrecht auf A -Achse).

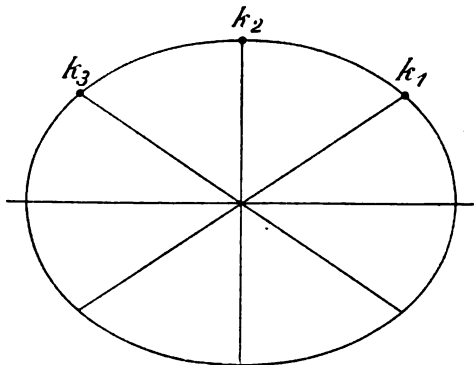


Fig. 97.

- Innerhalb der unter 3 genannten Kreisschnitte gibt es nur eine Dimension, nämlich die Dimension β . Wenn daher das (in Fig. 96 nicht sichtbare) Zentrum der Konstruktionskugel in O liegt, so ist $Ok_1 = Ok_3 = \beta$. Diese gleichen Dimensionen Ok_1 und Ok_3 treten

aber auch als Radienvektoren der Schnittellipse auf, die in der Mitte zwischen sich die eine Halbachse Ok_2 trägt; s. Fig. 97.

5. Es ist jetzt nur noch zu beweisen, daß die Konstruktion des Punktes a_2 in der stereographischen Projektion mit der Konstruktion des Punktes k_2 , wie sie aus den räumlichen Verhältnissen von Schnittellipse und Kreisschnitten folgt, zu ein und demselben Punkt a_2 oder k_2 führt:

- I. k_1 ist Pol von PBa_3 , daher $k_1a_3 = 90^\circ$,
 k_3 ist Pol von PAa_1 , daher $k_3a_1 = 90^\circ$.

Zieht man von den beiden gleichen Winkeln k_1a_3 und k_3a_1 den Winkel k_1k_3 ab, so bleibt Gleiches, nämlich

$$k_1a_1 = k_3a_3.$$

II. Nunmehr (da $k_1a_1 = k_3a_3$) fällt der Halbierungspunkt k_2 der Strecke k_1k_3 in Fig. 96 mit dem Halbierungspunkt a_2 der Strecke a_1a_3 der *Fresnelschen* Konstruktion zusammen.

III. Also geht der Bogen der *Fresnelschen* Konstruktion durch die Achse der Schnittellipse und seine Tangente in P stellt somit die Auslöschungsrichtung dar.

34. Lichtausbreitung in beliebiger Richtung. Mit Hilfe der einschaligen dreiachsigen Bezugsflächen und den im vorigen Paragraphen erörterten Beziehungen zwischen Lichtbewegung und Schwingungen kann man die Lichtausbreitung in allen Richtungen ähnlich verfolgen, wie dies in § 32 für die drei Hauptebenen geschehen ist. Man erhält dann für jede vom Mittelpunkt ausgehende Lichtbewegung zwei gleichgerichtete, mit verschiedenen Geschwindigkeiten sich fortpflanzende Strahlen oder Wellennormalen oder Brechungsindizes. — Umgekehrt muß jeder auf einen zweiachsigen Kristall fallende Strahl, der sich nicht parallel einer optischen Achse fortbewegt, entweder doppelt gebrochen werden oder in der Richtung eines Hauptvektors wenigstens verschiedene Geschwindigkeit wenn auch in gleicher Richtung erhalten, wie das ja schon aus den Betrachtungen in § 32 hervorgeht. Vergleicht man die beiden durch Doppelbrechung entstehenden Lichtbewegungen in einem zweiachsigen Kristall mit denen in einem einachsigen, so wird man wahrnehmen, daß es bei dem ersteren keine Strahlen und keine Wellennormalen mit konstanter Fortpflanzungsgeschwindigkeit mehr gibt. Man kann hier also nicht mehr von einer ordentlichen und außerordentlichen Bewegung reden, da im allgemeinen beide durch Doppelbrechung entstehenden Lichtausbreitungen außerordentlichen Brechungsgesetzen folgen.

Zur Berechnung der beiden Brechungsindizes α_1 und γ_1 einer beliebigen Richtung kann man die Gleichung (9) der Indexfläche (S. 111) benützen und die Koordinaten $x_1y_1z_1$ und $x_2y_2z_2$ der Schnittpunkte dieser Richtung mit der doppelschaligen Fläche ermitteln. Die betreffende

zuerst die optischen Achsen der einachsigen Kristalle mit ihrem kreisförmigen Ringsystem und sah ähnliche aber getrennte Ringsysteme an andern Kristallen, die dann optisch zweiachsig genannt wurden. Wir wollen uns erinnern, daß die optischen Achsen der einachsigen Kristalle senkrecht stehen auf dem Kreisschnitt sowohl des *Fresnelschen* Ellipsoids als auch des Ovaloids, denn hier fallen beide Kreisschnitte in eine Flucht. Wie aber liegen die Verhältnisse bei den optisch zweiachsigen Kristallen, wo die Kreisschnitte von *Fresnelschem* Ellipsoid und Ovaloid nicht mehr zusammenfallen, sondern bei stark doppelbrechenden Kristallen wie Schwefel um mehrere Grade, bei andern wie Sanidin allerdings nur um wenige Minuten voneinander abweichen? Für die Theorie ist es auf jeden Fall von Bedeutung zu wissen, was wir bei der *Brewsterschen* Untersuchungsmethode eigentlich beobachten, ob es die besonderen Richtungen der Strahlen oder die der Wellennormalen sind. Zur Unterscheidung hat man diesen eigentümlichen Richtungen charakteristische Bezeichnungen gegeben. Die besonderen Richtungen der Strahlengeschwindigkeitsflächen nennt man:

Strahlenachsen oder sekundäre optische Achsen oder Lines of single ray velocity oder Biradialen oder Achsen der äußeren konischen Refraktion.

Die besonderen Richtungen der Wellengeschwindigkeitsfläche nennt man:

Optische Achsen oder primäre optische Achsen oder Lines of single normal velocity oder Binormalen oder Achsen der inneren konischen Refraktion.

Erst die Untersuchung *Franz Neumanns*¹⁾ hat gezeigt, daß die an zweiter Stelle genannten optischen Achsen diejenigen Richtungen sind, die wir im konvergenten Licht beobachten. Man bedient sich, wie wir noch sehen werden, bei dieser Methode eines auf Unendlichkeit eingestellten Fernrohrs, das nach S. 54 und 87 zur Beobachtung ebener Wellen so vorzüglich geeignet ist. Wenn wir uns nun fragen, wo solche ebenen Wellen hier auftreten, ob bei Austritt der Strahlenachsen oder der optischen Achsen aus dem Kristall in Luft, so sehen wir bald, daß dies sicherlich nicht bei den Strahlenachsen der Fall sein kann, denn für diese bieten sich beim Übergang in Luft im Punkt u_1 in Fig. 88, S. 105 schon zwei Strahlenfronten dar, wie sie durch die Tangentialebenen $\tau\tau$ und $\tau'\tau'$ an Kreis und Ellipse gegeben sind. In andern Schnitten, wenn wir aus der Ebene der Fig. 88 in den Raum gehen, zeigen sich andere Strahlenfronten, sodaß ein ganzer Kegelmantel von Strahlen austritt. An die nabelförmig eingesenkten Punkte der Strahlengeschwindigkeitsflächen in Fig. 90 lassen sich unendlich viele Tangentialebenen legen, die den Mantel eines Kegels mit der Spitze in u_1 in Fig. 88 und dem Querschnitt $v u_1 v_1$ bilden. Da dieser Lichtkegelmantel erst außerhalb des Kristalls zustande

¹⁾ Pogg. Ann. 33. 1834. 265.

kommt, so nennt man die Strahlenachsen auch die Achsen der äußeren konischen Refraktion. Die Fortpflanzung der in der Richtung $O u_1$ stattfindenden Lichtbewegung wird beim Übergang in Luft durch die vom Mittelpunkt O auf die Strahlenfronten gefällten Lote $O u_1$ und $O v_2$ oder $u_1 v$ und $u_1 v_1$ in Fig. 88 bestimmt.

Etwas anders liegen die Verhältnisse bei den eigentlichen optischen Achsen. Diese haben bei dem Austritt aus dem Kristall in das umgebende Medium eine vollkommen ebene Wellenfront, die man auch im Querschnitt in Fig. 88 oder 91 konstruieren kann, wenn man eine gemeinschaftliche Tangente $T M$ an Kreis und Ellipse legt. Senkrecht zu einer solchen Tangente liegt die im Achsenwinkelapparat sichtbare optische Achse. Man kann diese also auch ohne Oval finden, oder vielmehr von dem Oval nur den einen maßgebenden Punkt M konstruieren, der den zum Ellipsenpunkt T gehörenden Punkt M der Fußpunktsfläche vorstellt. Das ist ja der Weg, wie die Ovale — die Fußpunktsflächen der Ellipsen — konstruiert werden. Da nun die Frontwelle der Strahlen in der Tangente der Strahlangeschwindigkeitsfläche liegt, wie dies zuerst in Fig. 57 auf S. 87 erläutert wurde, so hat der Strahl $O T$ in Fig. 88 oder 91 gleiche Wellenfront wie die Normale $O M$. Beide Richtungen $O M$ und $O T$ verlassen den Kristall als eine einzige zunächst linienförmige ebene Welle in den parallelen Richtungen $T t$ und $M m$. Da aber ferner eine senkrecht zu $O M$ durch $T M$ gelegte Ebene die beiden Schalen der Strahlangeschwindigkeitsfläche in einem um ihren Nabelpunkt laufenden kleinen Kreis berührt, (was wir hier nicht weiter beweisen wollen, was aber in Fig. 90 durch eine zarte, eben noch erkennbare Rille auf der Gipsoberfläche angedeutet ist), so haben die Strahlen von O nach der Peripherie dieses kleinen Kreises lauter Wellennormalen von derselben Richtung $O M m$. Sie verlassen den Kristall unzerlegt in Form eines hohlen Zylinders, während sie innerhalb des Kristalls auf dem Mantel eines Kegels liegen, dessen Spitze sich in O befindet und dessen Basis der kleine Berührungskreis mit dem Durchmesser $T M$ ist. Umgekehrt verwandelt sich eine ebene Welle, die aus einem isotropen Medium in einen zweiachsigen Kristall senkrecht zur Wellenfront $T M$ eintritt, innerhalb dieses Kristalls in einen Strahlenkegel und verläßt ihn in Form eines Strahlenzylinders. Wegen dieser inneren Strahlenkegel werden die primären optischen Achsen auch Achsen der inneren konischen Refraktion genannt.

Zur besseren Unterscheidung der Strahlenachsen und optischen Achsen möge auch noch Fig. 99 betrachtet werden, wo die Entstehung des Kegels der äußeren konischen Refraktion aus einer Strahlenachse und die des Kegels der inneren konischen Refraktion aus einer optischen Achse etwas deutlicher als aus den vorangegangenen Figuren zu verfolgen ist. Die innere und äußere konische Refraktion hat *Fresnel* noch nicht gekannt. Sie wurden erst 1832 von *W. Hamilton* entdeckt, bald darauf 1833 von *H. Lloyd* experimentell nachgewiesen und seitdem immer als eine glänzende Bestätigung der *Fresnel'schen* Gesetze angesehen. Hieran wird auch

nichts durch die Untersuchung von *W. Voigt* geändert¹⁾), daß man die Erscheinungen nur mit aperturlosem Licht, in praxi also eigentlich überhaupt nicht in aller Schärfe beobachten kann.

Für den Mikroskopiker haben nur die primären optischen Achsen, die wir in diesem Buch meistens kurz als optische Achsen bezeichnen, praktische Bedeutung; sie sind es also, die in unsern Konoskopen oder Konometern oder Achsenwinkelapparaten bei der Beobachtung im konvergenten Licht gesehen werden. Sie sind es auch, die mit den optischen Achsen der einachsigen Kristalle weit größere Ähnlichkeit als die Strahlenachsen haben. Wenn sie sich von ihnen durch die innere konische Refraktion und ferner dadurch unterscheiden, daß sie keine Symmetrieachsen des Kristalls

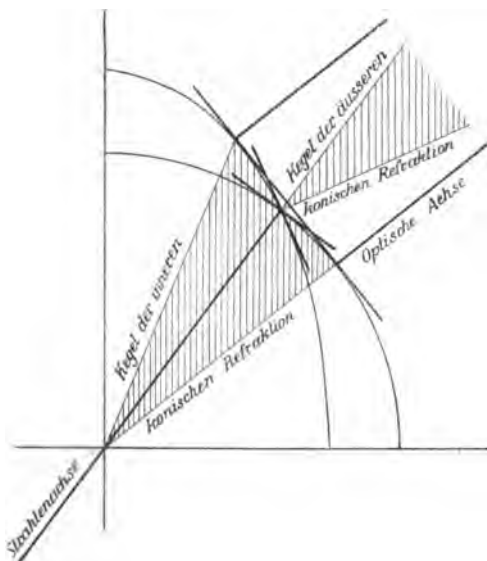


Fig. 99.

sind, so ist doch die Wellengeschwindigkeit in ihrer Richtung eine ganz bestimmte, dem mittleren Brechungsindex β entsprechende. Diese optischen Achsen werden auf jeder Fläche bei noch so schieferm Austritt mit dem Brechungsindex β unter strenger Einhaltung des *Snelliusschen* Gesetzes, also ohne Verlassen der Einfallsebene, abgelenkt.

36. Achsenwinkel und Brechungsindizes. Der Winkel der primären optischen Achsen über der kleinsten Dimension (c) des Ovaloids oder über

¹⁾ Physik. Zeitschr. **6**. 1905. 672—673, 787—791, 818—820. Ref. Z. X. **44**. 1907. 182. Ann. Phys. **18**. 1905. 645—694. Zur Beobachtung der inneren konischen Refraktion empfahl *E. Kalkowsky* an Stelle des von *Iloyd* und *Beer* benutzten Aragonits Spaltstücke von Kaliumbichromat. Z. X. **9**. 1884. 488 ff. Noch besser eignet sich hierzu die zu den Terpenalkoholen gehörende, Amyrolin genannte künstliche Substanz, die *H. Rose* kürzlich näher untersuchte. N. J. 1918. 1—18.

der größten Dimension (γ) der Indikatrix, also der Winkel MOM_1 in Fig. 93, S. 108, werde mit $2V$ bezeichnet. Dann läßt sich V aus dem Querschnitt der Indexfläche durch die Grundmaße von Kreis und Ellipse, also durch die Hauptbrechungsindizes α, β, γ , folgendermaßen ausdrücken: Die Gleichung des Kreises der Indexfläche mit dem Radius β lautet:

$$x^2 + z^2 = \beta^2.$$

Die Gleichung des elliptischen Teils der Indexfläche mit den Halbachsen α und γ und mit der in Fig. 93 gezeichneten Lage, wo die größte Achse (γ) mit der Abszissenachse x , die kleinste (α) mit der Ordinatenachse z zusammenfällt, lautet:

$$\frac{x^2}{\gamma^2} + \frac{z^2}{\alpha^2} = 1.$$

In den Schnittpunkten von Kreis und Ellipse müssen die Koordinaten x und z jeweils gleiche Werte haben. Setzt man daher den Wert von x aus der Kreisgleichung in die Ellipsengleichung ein, so erhält man:

$$z^2 = \alpha^2 \frac{\gamma^2 - \beta^2}{\gamma^2 - \alpha^2}.$$

Setzt man den Wert von z ein, so folgt:

$$x^2 = \gamma^2 \frac{\beta^2 - \alpha^2}{\gamma^2 - \alpha^2}.$$

Nun ist nach Fig. 93

$$\sin V = \frac{x}{\beta} \quad \text{oder} \quad \cos V = \frac{z}{\beta},$$

also auch

$$\begin{aligned} \sin V &= \frac{\gamma}{\beta} \sqrt{\frac{\beta^2 - \alpha^2}{\gamma^2 - \alpha^2}} \quad \text{oder} \quad \cos V = \frac{\alpha}{\beta} \sqrt{\frac{\gamma^2 - \beta^2}{\gamma^2 - \alpha^2}} \\ \text{oder} \quad \text{tg } V &= \frac{\gamma}{\alpha} \sqrt{\frac{\beta^2 - \alpha^2}{\gamma^2 - \beta^2}}. \end{aligned}$$

Alle drei Formeln pflegen angewandt zu werden, immer aber ist zu beachten, daß sie in dieser Form nur für jenen Winkel V gelten, wie er in Fig. 93, S. 108 gezeichnet ist, also für $2V$ über dem Vektor c oder γ , einerlei ob dieser Winkel stumpf wie in der Figur, oder spitz wie bei andern Dimensionen von α, β, γ ist. Zur logarithmischen Berechnung kann man diese Formeln bequemer gestalten und z. B. für die Kosinusformel schreiben:

$$\cos V = \sqrt{\frac{\alpha^2 (\gamma + \beta) (\gamma - \beta)}{\beta^2 (\gamma + \alpha) (\gamma - \alpha)}}.$$

¹⁾ R. Panebianco hatte vorgeschlagen: $\cos V = \frac{\alpha}{\beta} \sqrt{\frac{(\gamma + \beta) (\gamma - \beta)}{(\gamma + \alpha) (\gamma - \alpha)}}$; Z. X. 25. 1896. 398.

Sonst hat hierfür *G. Bartolini*¹⁾ nachstehende Umgestaltung vorgeschlagen:

$$\cos V = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} \varphi_1}, \quad \text{wo } \cos \varphi = \frac{\beta}{\gamma} \quad \text{und } \cos \varphi_1 = \frac{\alpha}{\gamma}.$$

Die Ausrechnung mit fünfstelligen Logarithmen nach diesen Formeln führt unter Umständen zu V -Werten, die um einige Minuten von den aus den Wurzelformeln errechneten abweichen. Dies hängt mit den im allgemeinen der Einheit nahekommenden Werten für $\cos \varphi$ und $\cos \varphi_1$ zusammen, deren Logarithmen unempfindlich sind.

Wie sich aus den drei Brechungsindizes der Achsenwinkel berechnen läßt, so kann man auch aus zwei Indizes und dem Achsenwinkel den dritten Index finden. Folgende aus den obigen abgeleiteten Formeln können hierzu dienen:

$$\alpha = \gamma \cos \varphi_1, \quad \text{wo } \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\cos V} \quad \text{und } \cos \varphi = \frac{\beta}{\gamma},$$

$$\beta = \gamma \cos \varphi, \quad \text{wo } \operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} \varphi_1 \cos V \quad \text{und } \cos \varphi_1 = \frac{\alpha}{\gamma},$$

$$\gamma = \beta \frac{\sin V}{\cos \varphi}, \quad \text{wo } \sin \varphi = \frac{\beta}{\alpha} \cos V.$$

Gelegentlich kann man Näherungsformeln anwenden, wie sie *E. Mallard* vorgeschlagen hat²⁾:

$$\sin V = \sqrt{\frac{\beta - \alpha}{\gamma - \alpha}} \quad \text{oder} \quad \cos V = \sqrt{\frac{\gamma - \beta}{\gamma - \alpha}} \quad \text{oder} \quad \operatorname{tg} V = \sqrt{\frac{\beta - \alpha}{\gamma - \beta}}.$$

Wenn zwei von den drei Hauptbrechungsindizes eines zweiachsigen Kristalls sich nähern, so wird, wie man aus den vorstehenden Formeln und auch aus Fig. 93 ersehen kann, entweder V oder $(90^\circ - V)$ kleiner und kleiner. Der Winkel wird gleich Null und beide optische Achsen fallen unter sich und mit der Richtung des dritten Brechungsindex zusammen, sobald die beiden andern Brechungsindizes vollkommen gleich werden. Dieser Übergang von zweiachsigen Medien zu einachsigen kann dadurch erfolgen, daß $\beta = \gamma$ oder $\beta = \alpha$ wird. Im ersteren Fall entsteht ein optisch negativer, im zweiten ein optisch positiver Kristall; man bezeichnet daher unter den optisch zweiachsigen Kristallen diejenigen als negativ, bei denen der spitze Achsenwinkel durch den Vektor α der Indikatrix oder α des *Fresnel'schen* Ellipsoides halbiert wird, während bei den positiven Kristallen die Halbierung durch γ oder c geschieht.

Die optischen Achsen liegen immer in der Ebene der größten und kleinsten Vektoren α und c oder α und γ . Diese Vektoren werden, da

¹⁾ Z. X. 14. 1888. 525.

²⁾ Traité de Cristallographie II. 1884. 413.

sie den Achsenwinkel auf der spitzen oder stumpfen Seite halbieren, die spitze oder erste und die stumpfe oder zweite Bisektrix genannt. Der mittlere Vektor \mathfrak{b} oder β steht immer senkrecht zur Ebene der optischen Achse und heißt daher die optische Normale. Da die Brechungsindizes ganz allgemein von den Wellenlängen abhängen und da also auch α , β und γ diesem Wechsel unterworfen sind, so ist nicht zu erwarten, daß der Achsenwinkel V als Funktion der Brechungsindizes für verschiedene Farben konstant bleibe; denn in einem solchen Fall müßten ja die für verschiedene Lichtarten verschieden großen Indexflächen ihre Schnittpunkte M und M_1 (Fig. 93) immer auf derselben Geraden haben. In der Tat zeigt die Erfahrung, daß der Winkel der optischen Achsen mit der Wellenlänge bald zu- bald abnimmt, daß dieser Winkel also für rotes Licht bald größer bald kleiner als für blaues Licht ist, wofür man die Bezeichnung $V_r > V_v$ oder $V_r < V_v$ eingeführt hat. Diese Erscheinung nennt man die Dispersion der optischen Achsen. Der Sinu der Dispersion ist meistens innerhalb des Kristalls von der gleichen Art wie in Luft, kann sich aber auch bei geringer Dispersion der optischen Achsen und bei starker Dispersion des mittleren Brechungsindex β umkehren, sodaß für den Achsenwinkel innerhalb des Kristalls $V_r > V_v$ wird und außerhalb das umgekehrte eintritt. Eine innerhalb des Kristalls vorhandene Dispersion $V_r < V_v$ kann sich beim Eintritt in Luft aber nicht umkehren, denn die Achsen für blaues Licht werden beim Übergang in Luft noch weiter auseinander gebrochen.

Der Winkel der optischen Achsen läßt sich in seiner wahren Größe nur dann direkt beobachten, wenn der Kristall entweder als Kugel geschliffen oder von einem Medium umgeben ist, dessen Brechungsindex mit β übereinstimmt. Bei der Beobachtung von planparallelen Platten über der spitzen Bisektrix erfährt jede Achse bei dem Austritt in Luft eine der Lichtbrechung β entsprechende Ablenkung, und man sieht daher den Achsenwinkel in Luft oder den scheinbaren Achsenwinkel, den man mit $2E$ (évident) zu bezeichnen pflegt, wesentlich größer als den wirklichen Achsenwinkel $2V$ (véritable) im Kristall. (Näheres hierüber siehe in der siebten Abteilung dieses zweiten Teils bei Konoskop und Konometer.)

37. Einteilung der optisch zweiachsigen Kristalle nach Kristallsystemen. Die optisch zweiachsigen Kristalle ohne Zirkularpolarisation bilden nach der Übersicht auf S. 51 die III., IV. und V. Gruppe und verteilen sich unter das rhombische, monokline und trikline System. Weitere Betrachtungen über die optische Orientierung im Kristallgebäude mögen an dem einschaligen, uns als Indikatrix bekannt gewordenen dreiachsigen Ellipsoid mit den Hauptdimensionen α , β , γ angestellt werden. Wenn wir an seine Stelle das *Fresnelsche* Ellipsoid setzten, so hätten wir α , β , γ mit a , b , c zu vertauschen.

Im rhombischen System gibt es bei der bipyramidalen Klasse (25. Schwefel)¹⁾ drei morphologische Symmetrieebenen, die ohne weiteres zu drei optischen Symmetrieebenen werden (s. S. 48/49), und in der pyramidalen Klasse (26. Struvit) gibt es noch zwei Symmetrieebenen, die sich aber infolge des bivекториellen Charakters des Lichtes ebenfalls zu drei optischen Symmetrieebenen ergänzen. Die optische Indikatrix besitzt in diesen Klassen für alle Lichtarten, also für das ganze Spektrum, drei aufeinander senkrecht stehende optische Symmetrieebenen und Symmetrieachsen. Es gibt daher in diesen Klassen weder eine Dispersion der Bisektrizen noch der optischen Normale, wohl aber eine Dispersion der optischen Achsen, da diese ja schon allein durch die relative Größe der Vektoren α , β , γ für verschiedene Wellenlängen und nicht notwendig durch deren verschiedene räumliche Orientierung hervorgerufen wird. Über die bei diesen rhombischen Achsendispersionen auftretenden Farbenerscheinungen gibt § 60 Aufschluß.

Im monoklinen System haben wir in der prismatischen Klasse (28. Orthoklas) und in der domatischen Klasse (29. Skolezit) je noch eine Symmetrieebene, die auch optisch diesen Charakter beibehält. Senkrecht dazu liegt auch in beiden Klassen eine optische Symmetrieachse. Der mit dieser Achse zusammenfallende Hauptvektor der Indikatrix ist unter allen Umständen frei von Dispersion, während die andern dispergiert sind. Man kann zunächst zwei Fälle unterscheiden, je nachdem die Ebene der optischen Achsen parallel zur Symmetrieebene oder normal-symmetrisch verläuft, und man kann den letzteren Fall nochmals teilen, je nachdem die spitze Bisektrix in der Symmetrieebene oder senkrecht dazu liegt. Danach gibt es im monoklinen System drei Arten der Dispersion, von denen die beiden letzten aber nur quantitativ, nämlich in der Lage der spitzen und stumpfen Bisektrix, nicht in der sonstigen Orientierungsart der Vektoren verschieden sind. Die hierbei auftretenden Farbenerscheinungen werden in § 61 erörtert.

Im triklinen Kristallsystem hat die Indikatrix keine im allgemeinen vorauszusagende Lage gegen das Kristallgebäude. Die Hauptvektoren sind alle drei dispergiert und die Achsendispersionen dementsprechend unsymmetrisch gestaltet (siehe auch § 62).

38. Übersicht der Bezugsflächen zweiachsiger Kristalle. Die Paragraphen 31—37 sollen nur zur Einführung in die Lehre von der Lichtausbreitung in zweiachsigen Kristallen dienen. Für weitere Studien über die hier in Betracht kommenden räumlichen Gebilde sei auf einen „Bericht über den gegenwärtigen Stand der Lehre von der *Fresnel'schen* Wellenfläche“ von *E. Wölffing* in der *Bibl. Math.* (3) **3**. 1902. 361—382. sowie auf die Darstellungen in *Th. Liebisch's* *Physikalischer Kristallographie* von 1891 und in *F. Pockels' Lehrbuch der Kristallographie* von 1906 ver-

¹⁾ Über die Bedeutung der Zahl in der Klammer s. S. 51.

Übersicht der sechs Bezugsflächen optisch zweiaxiger Kristalle ohne Zirkularpolarisation.

Zweischalige Flächen.

1. Strahlengeschwindigkeitsfläche.

Fresnel'sche Wellenfläche.
Strahlenfläche. *Liebisch*.
Surface de l'onde. *Fresnel*.
Surface des ondes lumineuses.
Surface of ray velocities. *Hamilton*.
Biaxial surface. *Mac Cullagh*.
Fläche W. *Böhlen*.

Bei den ältesten Autoren oft nur die Welle, l'onde, the wave genannt.

Gleichung der doppelschaligen Fläche:

$$\frac{x^2}{x^2 + y^2 + z^2 - a^2} + \frac{y^2}{x^2 + y^2 + z^2 - b^2} + \frac{z^2}{x^2 + y^2 + z^2 - c^2} = 1.$$

Von den Hauptebenen wird diese doppelschalige Fläche in Kreisen und Ellipsen geschnitten, deren Gleichungen in § 33 angegeben sind.

Die Halbmesser stellen in ihren Längen und Richtungen die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten von Strahlen dar; die Halbachsen sind die Hauptstrahlengeschwindigkeiten (gleich Hauptwellengeschwindigkeiten bei 2).

2. Wellengeschwindigkeitsfläche.

Normalenfläche. *Liebisch*.
Fußpunktsfläche von 1.
Fläche V. *Böhlen*.
Surface des vitesses normales.
Surface d'élasticité à deux nappes.
Surface of wave velocities.

Einschalige Flächen.

4. Ellipsoid. *Fresnel*.

Zuweilen früher irrtümlich Elastizitätsellipsoid genannt.
Erstes Ellipsoid. *Pücker*.
Ergänzungsellipsoid. *V. v. Lang*.
Ellipsoïde direct. *Billet-Verdet, Sorret*.
Deuxième ellipsoïde. *Billet-Verdet*.
Ellipsoïde principal. *Mallard*.
Konstruktionsellipsoid. *Pücker*.
Fläche E. *Böhlen*.

Gleichung dieses dreiaxigen Ellipsoids:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1.$$

Alle Schnittebenen mit Ausnahme von zwei Kreisschnitten sind Ellipsen. Die Gleichungen der Ellipsen in den Hauptebenen erhält man aus der vorstehenden Gleichung, wenn man $x = 0$ oder $y = 0$ oder $z = 0$ setzt. Die Halbachsen sind die Hauptstrahlengeschwindigkeiten. Auf den beiden Kreisschnitten stehen die Strahlenachsen senkrecht.

5. Ovaloid. *Neumann*.

Surface d'élasticité. *Fresnel*.
Elastizitätsovaloid.
Fußpunktsfläche von 4.

Gleichung der doppelschaligen Fläche:

$$\frac{x^2}{x^2 + y^2 + z^2 - a^2} + \frac{y^2}{x^2 + y^2 + z^2 - b^2} + \frac{z^2}{x^2 + y^2 + z^2 - c^2} = 0.$$

Von den Hauptebenen wird diese doppelschalige Fläche in Kreisen und Ovalen geschnitten.

Die Halbmesser stellen in ihren Längen und Richtungen die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten von Wellennormalen dar. Die Halbachsen sind die Hauptwellengeschwindigkeiten (gleich Hauptstrahlengeschwindigkeiten bei 1).

3. Indexfläche. Liebisch.

Surface caractéristique. *Cauchy*.
 Surface of refraction. *Mac Cullagh*.
 Index surface. *Mac Cullagh*.
 Surface of components of normal slowness. *Hamilton*.
 Fläche *W'*, *Böcklen*.

Gleichung der doppelschaligen Fläche:

$$\frac{x^2}{x^2 + y^2 + z^2 - a^2} + \frac{y^2}{x^2 + y^2 + z^2 - \beta^2} + \frac{z^2}{x^2 + y^2 + z^2 - \gamma^2} = 1.$$

In den Hauptebenen wird diese doppelschalige Fläche in Kreisen und Ellipsen geschnitten.

Die Halbmesser stellen in ihren Längen und Richtungen die Brechungsindizes der beiden in ein und derselben Richtung sich fortplanzenden Wellen dar. Die Halbachsen sind die Hauptbrechungsindizes.

Gleichung dieses dreiachsigen Ovaloids:

$$(x^2 + y^2 + z^2)^2 - (a^2 x^2 + b^2 y^2 + c^2 z^2) = 0.$$

Alle Schnittebenen mit Ausnahme von zwei Kreisschnitten sind Ovale. Die Gleichungen der Ovale in den Hauptebenen erhält man aus der vorstehenden Gleichung, wenn man $x = 0$ oder $y = 0$ oder $z = 0$ setzt. Die Halbachsen sind die Hauptwellengeschwindigkeiten. Auf den beiden Kreisschnitten stehen die optischen Achsen senkrecht.

6. Indikatrix. Fletcher.

Indexellipsoid. *Liebisch*.
 Zweites Ellipsoid. *Flücker*.
 Ellipsoïde des élasticités. *Fresnel*.
 Ellipsoid of indices. *Mac Cullagh*.
 Elastizitätellipsoid. *Kirchhoff*.
 Ellipsoïde de polarisation (Polarisationsellipsoid). *Cauchy*. *Beer*.
 Ellipsoïde inverse (des racines carrées) des élasticités; premier ellipsoïde. *Billet-Verdet*, *Soret*.
 Ellipsoid der gleichen Arbeit. *Stefan*.
 Fläche *E'*, *Böcklen*.

Gleichung dieses dreiachsigen Ellipsoids:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{\beta^2} + \frac{z^2}{\gamma^2} = 1.$$

Alle Schnittebenen mit Ausnahme von zwei Kreisschnitten sind Ellipsen. Die Gleichungen der Ellipsen in den Hauptebenen erhält man aus der vorstehenden Gleichung, wenn man $x = 0$ oder $y = 0$ oder $z = 0$ setzt. Die Halbachsen sind die Hauptbrechungsindizes. Auf den beiden Kreisschnitten stehen die optischen Achsen senkrecht.

wiesen. Eine Übersicht der Bezugsflächen mit der Aufführung einiger hier so reichlich gebrauchter Synonyma ist noch auf S. 124/125 gegeben. Die eingeschalteten Formeln beziehen sich auf Achsenkreuze, wie in den Figuren 85—93. Die Hauptbrechungsindizes und die Hauptvektoren der Indikatrix sind $a < \beta < \gamma$. Die Hauptstrahlengeschwindigkeiten und Hauptwellengeschwindigkeiten sind $a > b > c$, ferner die Hauptvektoren des *Fresnel'schen* Ellipsoids und des Ovaloids $a > b > c$. Es ist

$$a = 1/a = 1/a, \quad \beta = 1/b = 1/b, \quad \gamma = 1/c = 1/c.$$

39. Optische Charakteristik zweiachsiger Kristalle ohne Zirkularpolarisation. Zusammenfassend sei über die Ausbreitung des Lichts in zweiachsigen Kristallen ohne Zirkularpolarisation bemerkt, daß sich die von einem Punkt im Innern eines homogenen rhombischen, monoklinen oder triklinen Kristalls ausgehende Lichtschwingung in zwei voneinander vollkommen unabhängigen Lichtbewegungen fortpflanzt. Im Gegensatz aber zu der Ausbreitung in einachsigen Kristallen (§§ 23—30) gibt es hier kein Licht mehr, das sich allseitig gleich schnell fortbewegt und also wie dort eine Kugeloberfläche erreicht. Die Verteilung ist viel verwickelter und führt durch ein umständliches Übertragungsprinzip von einschaligen auf zweischalige Flächen zu den Gebilden der Strahlengeschwindigkeitsflächen, Wellengeschwindigkeitsflächen und Indexflächen. Unter den vielen verschiedenen schnellen Lichtbewegungen sind zunächst die in den Richtungen der Hauptachsen der Indikatrix — um hier die Betrachtung auf diese Flächen zu beschränken — von Bedeutung, weil sie zu den wichtigen Konstanten der drei Hauptbrechungsindizes a , β , γ und zu den Doppelbrechungen $\gamma - a$, $\gamma - \beta$, $\beta - a$ führen. Ferner spielt die Lichtbewegung senkrecht zu den beiden Kreisschnitten der Indikatrix eine Hauptrolle, weil in diesen Richtungen die leicht zu beobachtenden optischen Achsen verlaufen und ihr Winkelabstand $2V$ eine ebenfalls wichtige Konstante bildet. Schließlich ist für die mikroskopische Diagnose die Orientierung der Indikatrix im Kristallgebäude zu beachten, da sie uns lehrt, die rhombischen, monoklinen und triklinen Kristalle voneinander zu trennen.

Viertes Kapitel.

Kristalle mit Zirkularpolarisation.

40. Die Zirkularpolarisation des Lichtes hat seit ihrer Entdeckung durch *Arago* im Jahr 1811 zu immer weiterer Gliederung der Kristallklassen geführt, sodaß man jetzt, wie die Übersicht auf S. 50/51 zeigt, schon zehn optische Gruppen unterscheidet. Trotz der auffallenden Farben- und Kurvenerscheinungen an dicken Präparaten und trotz der bedeutungsvollen Beziehungen zwischen optischem Drehungsvermögen und Enantio-

morphie ist aber die Zirkularpolarisation bis jetzt noch zu keiner praktischen Verwendung bei mikroskopischen Untersuchungen gesteinsbildender Mineralien gelangt. Überhaupt käme hier einstweilen nur der Quarz in Frage, der aber, wie schon S. 49 erwähnt, die Ebene des polarisierten Lichtes viel zu wenig dreht, um im Dünnschliff eine auffallende Erscheinung zu zeigen. Man wird es also kaum vermessen, wenn in dieser Abteilung über Grundvorstellungen der Kristalloptik der Abschnitt über Zirkularpolarisation nicht weiter ausgebaut wird.

Fünftes Kapitel.

Interferenzerscheinungen.

Erster Abschnitt.

Allgemeines.

41. Newtonsche Farben. Bei der optischen Untersuchung der Mineralien treten häufig Interferenzfarben oder Erscheinungen der chromatischen Polarisation auf, die mit den *Newton*schen Farben so große Verwandtschaft zeigen, daß deren näheres Studium für den mikroskopierenden Petrographen von Wichtigkeit ist.

Alle farblos durchsichtigen Körper zeigen in Lamellen von etwa $1\ \mu$ Dicke mehr oder weniger lebhaftere Farben, die man Farben dünner Blättchen oder *Newton*sche oder Interferenzfarben nennt. Seifenblasen, Ölschichten auf Wasser, Oxydschichten auf Metallen (Anlauffarben), Glasfitter einer bis zum Zerplatzen aufgeblasenen Glaskugel, bringen diese Farben ebenso deutlich hervor, wie dünne Luftschichten, die in die Sprünge von Gläsern oder Kristallen eingedrungen sind. *Newton* stellte eine solche dünne Luftschicht in seinem nach ihm benannten Farbenglas dadurch her, daß er eine plankonvexe Glaslinse von großem Krümmungsradius auf eine ebene Glastafel legte (Fig. 100)¹⁾. Im Berührungspunkt *f*, der sich in der Ausführung als kleine Fläche darstellt, sieht man im reflektierten Licht einen schwarzen Fleck von konzentrischen farbigen Ringen umgeben, die zuerst sehr deutlich mit der Farbenfolge gelb-rot-blau-grün gefärbt in mehrfacher Wiederholung, weiter draußen aber nur blaßrötlich und blaßgrünlich erscheinen, bis sie vom achten oder neunten Ring an in das sog. Weiß der höheren Ordnung übergehen und verschwinden.

An einer Stelle *DE* in Fig. 100, wo man sich die Luftschicht in Wirklichkeit planparallel vorstellen darf, spielt sich der optische Vorgang

¹⁾ Mit einfachen Mitteln läßt sich im kleinen ein solches Doppelglas aus zwei Brillengläsern von etwa -1 und $+1\frac{1}{4}$ Dioptrien, also aus einem Bikonkavglas von -100 cm und einem Bikonvexglas von $+80$ cm Brennweite herstellen. Man muß nur dafür sorgen, daß die Gläser sauber aufeinander gelegt werden, da schon kleine Staubteilchen die Luftschicht zu dick werden lassen.

etwa so ab, wie er in Fig. 101 skizziert ist. Von ein und demselben fernen Lichtpunkt kommen zwei Strahlen AB und $A'B'$, die beide durch Reflexion in das Auge bei F gelangen. Hierbei legt der eine an der Luftschicht unten reflektierte Strahl $ABCDEF$ einen längeren Weg zurück als der oben reflektierte Strahl $A'B'EF$. Da nun die beiden Strahlen gleichzeitig nach B und B' sowie nach C und E gelangen, wie das in umgekehrtem Lauf vom dünneren zum dichteren Medium in Fig. 36

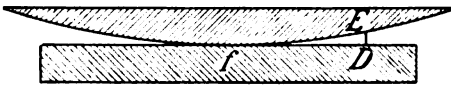


Fig. 100.

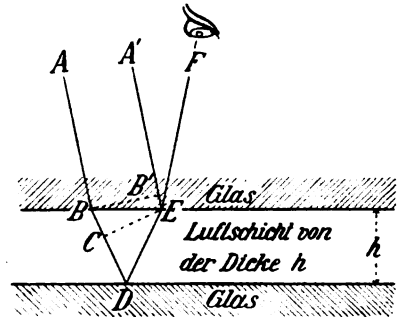


Fig. 101.

auf S. 55 dargestellt wurde, so ist der Gangunterschied der beiden Strahlen gleich der Strecke $CD + DE$. Diese Strecke verwandelt sich bei senkrechtem Einfall des Lichtes in die doppelte Dicke $2h$ der Luftschicht an der betreffenden Stelle. Man erinnere sich nun aus der allgemeinen Wellenlehre, daß sich zwei Wellen mit dem Gangunterschied 0λ , 1λ , 2λ , 3λ usw. gegenseitig verstärken, und solche mit dem Gangunterschied $\frac{1}{2}\lambda$, $\frac{3}{2}\lambda$, $\frac{5}{2}\lambda$, $\frac{7}{2}\lambda$ usw. gegenseitig vernichten.

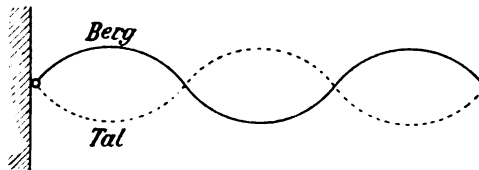


Fig. 102.

Hiernach sollte man im Zentrum der Ringe, wo die Luftschicht die Dicke Null hat, da die Gläser sich ja hier berühren und also auch der Gangunterschied zu 0λ anzunehmen wäre, eine Verstärkung erwarten und keinen dunkeln Fleck, wie er tatsächlich im reflektierten Licht wahrzunehmen ist. Diese schon den ersten Beobachtern aufgefallene Erscheinung erklärt sich nach *Th. Young* durch den sog. Phasensprung, der stets bei Reflexion des Lichtes an einem Medium höherer Lichtbrechung eintritt. Wenn das neue Medium Glas und das frühere Luft ist, so verschiebt sich die zurückgeworfene Welle gegen die einfallende um eine halbe Wellen-

länge. Man kann sich vorstellen, daß die Verhältnisse hier ähnlich wie bei einer Seilwelle liegen, die an dem Haken einer Wand reflektiert wird und wo der ankommende Wellenberg (ausgezogene Linie in Fig. 102) als Wellental (gestrichelte Linie) zurückkehrt. Hier haben die beiden Wellen, wenn man sie sich beide nach links fortgesetzt denkt, in der Tat geradeso einen Gangunterschied von $\frac{1}{2} \lambda$ erfahren, wie dies bei der Reflexion einer Lichtwelle aus Luft an Glas geschieht. Wo Luft und Glastafel sich im Punkt f (Fig. 100) berühren, wird ein Teil des Lichtes an der unteren Fläche der Linse, also an Luft, ein anderer Teil aber an der Oberfläche der Tafel, also an Glas, reflektiert. Zu dem Gangunterschied $2h$ infolge der Dicke h der Luftschicht im Newtonschen Farbenglas gesellt sich demnach immer noch ein weiterer Gangunterschied = Phasensprung = $\frac{1}{2} \lambda$. Wenn

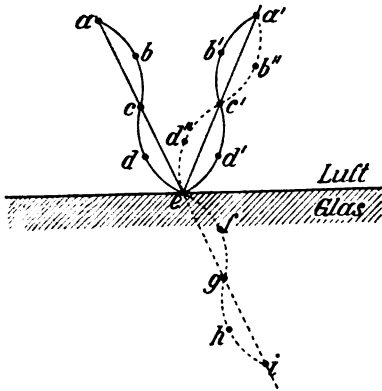


Fig. 103.

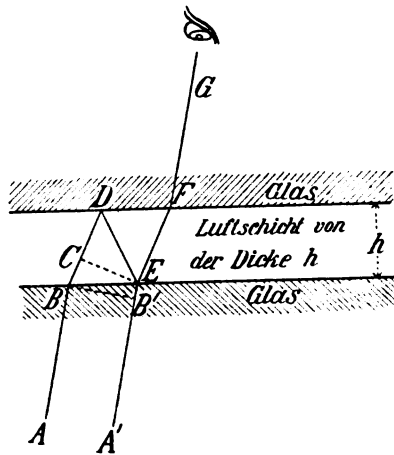


Fig. 104.

daher an der dünnsten Stelle der Gangunterschied der beiden Strahlen 0λ sein sollte, so ist er infolge des Phasensprungs doch $\frac{1}{2} \lambda$ und führt somit zu einer Vernichtung des Lichtes in der Mitte der farbigen Ringe. Die ankommende Welle $abcde$ in Fig. 103 würde, wenn sie weiter liefe und man die Brechung vernachlässigte, die Formel $efghi$ annehmen. Nach der Reflexion erhält sie aber die Form $ed'c'b'a'$. Und diese ist in der Tat um $\frac{1}{2} \lambda$ verschoben gegen eine Welle $ed''c'b''a''$, die gleichsam die Rückwärtsverlängerung der Welle $ihgfe$ bilden könnte, was sie bei senkrechtem Einfall auch tun würde. — Die Farben kommen dadurch zustande, daß der Gangunterschied $2h + \frac{1}{2} \lambda$ nur für bestimmte Lichtarten einer ungeraden Zahl von halben Wellenlängen entspricht und diese dann beim Zusammentreffen im Punkt E (Fig. 101) zur Vernichtung bringt, daß also auf diese Weise in der Farbenmischung, die wir als Weiß empfinden, einige Farben ausgelöscht werden, infolgedessen ein farbiger Rest übrig bleibt, der uns eben in den Interferenzfarben entgegentritt.

Im durchfallenden Licht ist die ganze Erscheinung komplementär zu derjenigen im reflektierten Licht. Daher sieht ein Auge, das von unten beobachtet, während die Lichtquelle ihren Ort oben beibehält, den mittleren Fleck nicht dunkel, sondern hell, und so an jeder andern Stelle der Luftschicht von oben und von unten immer zwei verschiedene, sich zu Weiß ergänzende Farben. Diese komplementäre Beziehung erklärt sich dadurch, daß der eine durchgehende Lichtstrahl eine doppelte Reflexion sowohl bei *D* wie bei *E* (Fig. 104) und daher auch einen doppelten Phasensprung erfährt, nämlich an der unteren und an der oberen Glasschicht des Luftkeils, und daß er daher um eine weitere halbe, im ganzen also um eine ganze Wellenlänge allein infolge der Phasensprünge verschoben wird. Es handelt sich hier um die Gesamtgangunterschiede

$$\begin{aligned} \text{im reflektierten Licht:} & \quad 2h + \frac{1}{2}\lambda, \\ \text{im durchgehenden Licht:} & \quad 2h + \frac{1}{2}\lambda + \frac{1}{2}\lambda. \end{aligned}$$

Newton hat die Reihenfolge der Interferenzfarben, die dünne Blättchen mit zunehmender Dicke zeigen, bestimmt und in der nach ihm benannten Farbenskala zusammengestellt. Man sieht aus der *G. Quinckes*¹⁾ Arbeit entnommenen Tabelle auf nebenstehender Seite und aus der Abbildung auf der farbigen Tafel²⁾, daß gewisse Farbtöne periodisch wiederkehren, was zur Einteilung in Ordnungen geführt hat. Diese Ordnungen gründen sich aber nicht auf die Hauptfarben Gelb, Rot, Blau, Grün, weil dann die erste Ordnung mit Grau und Weiß (im reflektierten Licht) viel zu breit ausfallen würde; vielmehr ist es üblich, die erste Ordnung bis zu dem physiologisch so wirksamen Farbenumschlag von Rot nach Blau gehen zu lassen, wobei man Rot noch zur ersten Ordnung, die Übergangsfarbe Purpur bereits zur zweiten Ordnung rechnet³⁾. Auch die Grenze der

¹⁾ Pogg. Ann. **129**. 1866. 177. Etwas abweichend *A. Bollet*. S. W. A. III. **77**. 1878. 177.

²⁾ Diese Tafel bezieht sich zwar auf die Farben an einem zwischen gekreuzten Nicols beobachteten Quarzkeil, sie kann aber bei den jetzigen Betrachtungen sehr wohl als Bild der reinen, im Luftkeil entstehenden *Newtonschen* Farben herangezogen werden. — Die Komplementärfarben, die in den Kolonnen I und II auf S. 131 immer nebeneinander stehen, lassen sich im Polarisationsmikroskop bei schwacher Vergrößerung sowohl nebeneinander, wie auch in ihrer Ergänzung zu Weiß durch eine einfache Vorrichtung leicht beobachten. Man entfernt den Polarisator, schiebt nur den Analysator ein und legt auf den Tisch ein Spaltungsstück von Kalkspat von 5—10 mm Dicke über ein etwa in Staniol gestochenes Loch von $\frac{1}{2}$ —1 mm Durchmesser. Dreht man dann den Kalkspat, bis eines der beiden durch Doppelbrechung entstandenen Bilder ausgelöscht ist und schiebt nun einen Quarz- oder Gipskeil in der 45°-Stellung ein, so erscheint jenes Bild, dessen Wellen senkrecht zur Schwingungsebene des Analysators schwingen, in den Farben der Kolonne I, das andere Bild in den Farben der Kolonne II. An der Stelle, wo sich die beiden Bilder teilweise decken, findet die Ergänzung zu Weiß statt.

³⁾ *Michel-Lévy* legt die Grenze zwischen Purpur und Violett, rechnet also Purpur noch zur ersten Ordnung.

Newtonsche Farbenskala.

Tafel I.

h Dicke der Luftschicht in $\mu\mu$ oder millionstel Millimetern	2 h oder ($s\gamma - s\alpha$) Gangunter- schied ¹⁾ in $\mu\mu$ oder millionstel Millimetern	2 h oder ($s\gamma - s\alpha$) Gangunter- schied in Na-Licht- Wellen- längen	Die Haupt- Farben- perioden im reflektier- ten Licht oder bei ge- kreuzten Nicols	Farben der ersten vier Ordnungen.	
				I Im reflektierten Licht. Zwischen gekreuzten Nicols	II Im durchgehenden Licht. Zwischen parallelen Nicols
Erste Ordnung.					
0	0	0λ		Schwarz	Lebhaft Weiß
20	40			Eisengrau	Weiß
48	97			Lavendelgrau	Gelblichweiß
79	158	$\frac{1}{4}\lambda$		Graublau	Bräunlichweiß
109	218			Klareres Grau	Braungelb
117	234			Grünlichweiß	Braun
129	259			Fast Reinweiß	Hellrot
133	267			Gelblichweiß	Karminrot
137	275			Blaß Strohgelb	Dunkelrotbraun
140	281			Strohgelb	Tiefviolett
153	306	$\frac{2}{4}\lambda$		Hellgelb	Indigo
166	332		Gelb	Lebhaft Gelb	Blau
215	430			Braungelb	Graublau
252	505	$\frac{3}{4}\lambda$		Rotorange	Bläulichgrün
268	536		Rot	Rot	Blaßgrün
275	551			Tiefrot	Gelblichgrün
Zweite Ordnung.					
282	565			Purpur	Heller Grün
287	575			Violett	Grünlichgelb
294	589	$\frac{1}{4}\lambda$	Blau	Indigo	Goldgelb
332	664			Himmelblau	Orange
364	728	$\frac{2}{4}\lambda$		Grünlichblau	Bräunlichorange
374	747		Grün	Grün	Hell Karminrot
413	826			Heller Grün	Purpurrot
421	843			Gelblichgrün	Violett
433	866	$\frac{3}{4}\lambda$		Grünlichgelb	Violett
455	910		Gelb	Reingelb	Indigo
474	948			Orange	Dunkelblau
499	998	$\frac{1}{4}\lambda$	Rot	Lebhaft Orangerot	Grünlichblau
550	1101			Dunkelvioletrot	Grün
Dritte Ordnung.					
564	1128			Hellbläulich	Gelblichgrün
575	1151	$\frac{2}{4}\lambda$	Blau	Indigo Violett	Unreingelb
629	1258	$\frac{3}{4}\lambda$		Grünlichblau	Fleischfarben
667	1334		Grün	Meergrün	Braunrot
688	1376			Glänzendgrün	Violett
713	1426	$\frac{10}{4}\lambda$		Grünlichgelb	Graublau
747	1495			Fleischfarben	Meergrün
767	1534		Rot	Karminrot	Grün
810	1621	$\frac{11}{4}\lambda$		Mattpurpur	Mattmeergrün
826	1652			Violettgrau	Gelblichgrün
Vierte Ordnung.					
841	1682		Blau	Graublau	Grünlichgelb
855	1711			Mattmeergrün	Gelblichgrau
872	1744	$\frac{12}{4}\lambda$		Bläulichgrün	Malv. Graurot
905	1811	$\frac{13}{4}\lambda$	Grün	Hellgrün	Karmin
963	1927			Hellgrünlichgrau	Graurot
1003	2007			Weißlichgrau	Blaugrau
1024	2048	$\frac{14}{4}\lambda$		Fleischrot	Grün

¹⁾ s. § 45 S. 141.

zweiten Ordnung liegt auf einem solchen Übergangsgebiet von Rot nach Blau, doch rechnet man hier noch das dem Purpur etwas verwandte Dunkelviolettrot zur zweiten Ordnung und beginnt die dritte Ordnung erst mit dem Hellbläulichviolett. Bei den höheren Ordnungen liegen die Grenzen noch mehr verschoben, und streng genommen teilt man auch die Ordnungen eigentlich nicht nach den analogen Farbentönen, sondern nach dem Gangunterschied ein. Da es nun einmal üblich ist, die erste Ordnung mit einem Gangunterschied von $551 \mu\mu$ aufhören zu lassen, so legt man die Grenze der zweiten und dritten Ordnung bei zweimal und dreimal $551 \mu\mu$ usw. Mit den höheren Ordnungen werden die Farben immer blasser und verwaschener¹⁾ und von der siebten bis achten Ordnung an vermag unser Auge keine Farbenunterschiede mehr wahrzunehmen. Das am Ende der ersten Ordnung in Kolonne I stehende Tiefrot mit einem Gangunterschied von $551 \mu\mu$ nennt man das Rot der ersten Ordnung; das etwa bei $1101 \mu\mu$ liegende Dunkelviolettrot heißt das Rot der zweiten Ordnung.

In der Reihenfolge der Farben unter I sieht man in der Nachbarschaft des fettgedruckten **Violetts** (mit $2h = 575 \mu\mu$) einen im Verhältnis zu den Gangunterschieden auffallend schnellen Wechsel des Farbentons, indem eine Verminderung des Gangunterschieds um $24 \mu\mu$ die Farbe in Tiefrot, eine Vermehrung um $14 \mu\mu$ sie in Indigo umschlagen läßt. Dieses Violett ist die empfindlichste Farbe (teinte sensible) der ganzen Skala, nämlich eine Farbe, die bei sehr geringen Änderungen der Gangunterschiede der beiden interferierenden Lichtwellen sich am deutlichsten ändert; sie wird auch Übergangsfarbe (teinte de passage) genannt²⁾.

Diese Interferenzfarben gehören zu den charakteristischsten Erscheinungen bei mikroskopischen Untersuchungen und gestatten bei bekannter Dicke direkt einen Schluß auf die Doppelbrechung und bei

¹⁾ Manche Autoren pflegen diese Farben höherer Ordnung als intensiver leuchtend oder auch als lebhafter zu bezeichnen. Sie wollen damit aber wohl nur eine Art größerer Durchsichtigkeit oder Helligkeit und nicht eine größere Farbenbestimmtheit, wie man vielleicht denken könnte, betonen. Ein lebhaft farbiges Gemälde ist doch ein solches, wo die Töne ganz ausgesprochen, vielleicht gar schreiend hervortreten, und das ist in den höheren Ordnungen der normalen Newtonschen Farben gerade nicht der Fall. Die Darstellung der Skala in der 2. und in der 3. Auflage dieser Physiographie, wo irrtümlicherweise die Farben Gelb, Rot, Blau, Grün der zweiten bis dritten Ordnung energischer als die der ersten bis zweiten Ordnung gedruckt sind — es bedarf natürlich einer frischen, vom Licht nicht angegriffenen Skala, um dies zu sehen — entspricht nicht den natürlichen Verhältnissen, vielmehr tritt der energischere Farbencharakter in den tieferen Ordnungen auf.

²⁾ Ein noch etwas schnellerer Wechsel tritt bei der Beobachtung zwischen parallelen Nicols in der ersten Ordnung in der Gegend von Braun hervor, nur ist diese empfindliche Farbe nicht von so hoher praktischer Bedeutung, weil man meistens bei gekreuzten Nicols beobachtet. Auf diese empfindliche Farbe hat *G. Cesaro* hingewiesen; die betreffende Stelle in der Literatur ist mir leider nicht mehr gegenwärtig.

bekannter Orientierung auch auf die für die Diagnose sehr wichtigen Größen $\gamma-a$ oder $\gamma-\beta$ oder $\beta-a$ oder $\epsilon-\omega$ zu ziehen. Aus den Betrachtungen über die Bezugsflächen (§ 30 und § 39) sieht man, daß bei gleicher Dicke und gleicher Substanz die optisch einachsigen Körper bei sonst gleichen Bedingungen die höchste Interferenzfarbe in Schnitten parallel der optischen Achse geben, optisch zweiachsige in Schnitten parallel zur Ebene der optischen Achsen. Die Interferenzfarben müssen sinken, je näher das Blättchen senkrecht zu einer optischen Achse geschnitten wird, und die chromatische Polarisierung hört ganz auf, wenn das Licht genau parallel einer optischen Achse das Blättchen durchläuft. Je dicker das Präparat eines doppelbrechenden Minerals ist, umso höher steigt die Interferenzfarbe, bis von einer gewissen Dicke ab das Weiß der höheren Ordnung erscheint. Die Dicke, bei der dieses Verhalten beginnt, ist bei jedem Mineral eine andere und zwar eine umso geringere, je größer bei dem Mineral der Wert $\gamma_1 - \alpha_1$ ist. — Von dem genaueren Zusammenhang zwischen Interferenzfarbe (oder Gangunterschied), Dicke und Doppelbrechung handelt § 45.

42. Abweichung der Interferenzfarben der Kristalle von den reinen Newtonschen Farben. Dispersion der Doppelbrechung. Die Gangunterschiede, die infolge der Doppelbrechung entstehen, führen in derselben Weise zu Interferenzfarben, wie dies im vorigen Paragraphen bei dem Newtonschen Farbenglas verfolgt wurde. In der Tat sind die Erscheinungen der chromatischen Polarisierung den reinen Newtonschen Farben meistens in hohem Grade ähnlich, wenn man sie ihnen auch nicht immer gleichsetzen darf. Man muß zunächst bedenken, daß man bei der Beobachtung im sog. parallelen Licht den Kristall nicht streng in einer einzigen, sondern in einer ganzen Reihe von Richtungen durchblickt und dabei also etwas verschiedene Doppelbrechungen in Anspruch nimmt¹⁾. Ferner werden bei den monoklinen und triklinen Kristallen durch die Dispersion der optischen Achsen und Symmetrieachsen Abweichungen in den Farbentönen hervorgerufen. Vor allem aber sind die Abweichungen der Interferenzfarben von den normalen Newtonschen Farben nicht mehr geringfügig, sobald die Doppelbrechung, also die Größe $\gamma_1 - \alpha_1$, nicht mehr für alle Farben als konstant angesehen werden kann. Wie in solchen Fällen die Interferenzfarben der Kristalle von der Newtonschen Skala gelegentlich recht erheblich abweichen, kann man unter den gesteinsbildenden Mineralien an Vesuvian, Melilith, Zoisit und manchen Chloriten auch schon im Dünnschliff deutlich wahrnehmen; sonst bedarf es allerdings meist dickerer Präparate. Für die mikroskopische Diagnose sind diese an sich interessanten optischen Verhältnisse weniger bedeutsam, sodaß

¹⁾ Wie man diese Störungen beseitigen und sie auch für die Diagnose noch nutzbringend verwerten kann, haben *G. W. Grabham* (Min. Mag. 15. 1910. 340) und *H. Schneiderhöhn* (Z. X. 50. 1912. 231—241) gezeigt; hierauf wird in den Kapiteln über die Anwendung des Mikroskops näher eingegangen.

wir sie hier nur kurz zu behandeln haben. Zur Einführung wird man zweckmässig mit der 1892 erschienenen Apophyllit-Arbeit von *C. Klein* beginnen, wo auch die ältere Literatur ausführlich behandelt ist¹⁾. In unserem Jahrhundert hat vor allem *F. Becke*²⁾ und seiner Anregung folgend *C. Hlawatsch*³⁾ diesem Thema einen neuen Impuls gegeben. Ferner haben sich auf diesem Gebiet *B. Trolle*⁴⁾, *H. Ambronn*⁵⁾, *A. Ehringhaus*⁶⁾, *A. Wenzel*⁷⁾ und *K. Hofmann-Degen*⁸⁾ betätigt. Besonders lehrreich sind die farbigen Abbildungen in den Arbeiten von *Hlawatsch*, *Ambronn* und *Wenzel*.

Das Studium dieser Interferenzanomalien erfuhr eine besondere Förderung, als man anfang, die Interferenzfarben spektral zu zerlegen; hierüber sei kurz folgendes bemerkt.

Fig. 105 stelle eine keilförmige doppelbrechende Platte vor, die mit einer Fläche parallel zur optischen Achse oder zur Ebene der

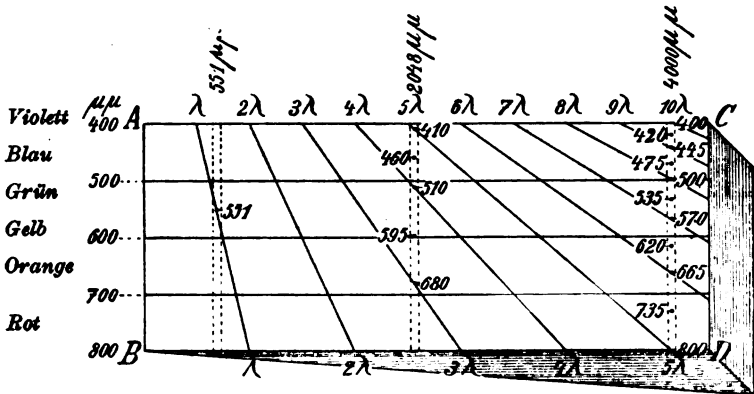


Fig. 105.

optischen Achsen geschliffen sei. Wenn wir zunächst die Voraussetzung machen, daß die Doppelbrechung ($\gamma_1 - \alpha_1$) für alle Lichtarten denselben Wert habe, und dann diesen Keil in der 45°-Stellung (siehe § 47, insbesondere S. 149) zwischen gekreuzten Nicols mit weißem Licht beleuchten, so zeigt er Interferenzfarben, die mit den reinen Newtonschen Farben genau übereinstimmen. Wenn wir dann diese in Fig. 105 in der Ordnung von links nach rechts aufsteigenden Interferenzfarben spektral und zwar in der dazu senkrechten Richtung, also von unten nach oben zerlegen, so wird die ganze Fläche des Keils zunächst mit diesen Spektral-

- 1) S. B. A. 18. 1892. 217—265; auch erschienen in N. J. 1892. II. 165—231.
- 2) Denkschr. Wien. Akad. 75. 1904. 60—63.
- 3) T. M. P. M. 21. 1902. 107—156; 23. 1904. 415—450.
- 4) Phys. Zeitschr. 7. 1906. 700—710; Ref. Z. X. 45. 1908. 524—525.
- 5) K. Ges. Wiss. Leipzig. 63. 1911. 249—257 u. 402—406; Z. X. 52. 1913. 48—57.
- 6) N. J. BB. 41. 1917. 342—419; 43. 1920. 557—618.
- 7) N. J. BB. 41. 1917. 565—627.
- 8) S. H. A. 1919. A. 13. Abh. 102 S.

farben belegt sein, während die Interferenzfarben verschwunden sind. An ihre Stelle ist eine Schar schattierter schwarzer Balken getreten, die bei einem Brechungsspektrum gekrümmt und bei einem Beugungsspektrum geradlinig verlaufen und *Müllersche* oder *Talbotsche* Streifen genannt werden. Diese schwarzen Balken liegen jeweils an solchen Stellen des Spektrums, wo der Gangunterschied der beiden durch Doppelbrechung entstandenen Wellen eine ganze Zahl von Wellenlängen beträgt (s. S. 150). Es müssen daher diese dunkeln Stellen im roten Teil des Spektrums, wo die Wellenlängen am größten sind, weiter auseinander liegen als im blauen Teil. Das Rot erster Ordnung, das mit seinem Gangunterschied von $551 \mu\mu$ (s. S. 134) etwa in der Gegend des linken punktierten Streifens liegt, setzt sich, wie die spektrale Zerlegung verrät, aus viel Rot, Hellrot, wenig Orange und Gelb, fastkeinem Grün und wenig Blau zusammen; hier fällt also nur eine einzige Farbe mit $551 \mu\mu$ vollständig aus. Anders bei den Interferenzfarben höherer Ordnung, wie z. B. bei dem Rot vierter Ordnung mit dem Gangunterschied $2048 \mu\mu$, wo schon drei Farben, nämlich Hellrot mit $680 \mu\mu$, Grün mit $510 \mu\mu$ und Violett mit $410 \mu\mu$ vollständig ausfallen. Geht man noch weiter bis nahe an das Ende des in Fig. 105 gezeichneten Keils hinaus, so fallen bald an sehr vielen Stellen des Spektrums gewisse Farben ganz aus, während sich andere, nicht weit davon gelegene, mit voller Intensität am Zustandekommen der Mischfarben beteiligen. So bildet sich die schon als Weiß höherer Ordnung angesprochene Interferenzfarbe bei $4000 \mu\mu$ aus der Mischung der maximal auftretenden Töne

$735 \mu\mu$	$620 \mu\mu$	$535 \mu\mu$	$475 \mu\mu$	$420 \mu\mu$
Rot	Orange	Grün	Blau	Violett,

während die Töne

$800 \mu\mu$	$665 \mu\mu$	$570 \mu\mu$	$500 \mu\mu$	$445 \mu\mu$	$400 \mu\mu$
Dunkelrot	Hellrot	Gelb	Blau	Indigo	Violett

fehlen.

Ein Mineral mit diesen Doppelbrechungsverhältnissen, wo $\varepsilon - \omega$ oder $\gamma - a$ oder je nach dem Schnitt $\gamma - \beta$ oder $\beta - a$ für alle Farben konstant ist, zeigt Interferenzfarben wie das *Newtonsche* Farbenglas, die man seit *F. Becke* als *normale* Farben bezeichnet.

Wird die Doppelbrechung für blaues Licht merklich größer als für rotes Licht, $(\gamma_1 - a_1)_v > (\gamma_1 - a_1)_r$, so rücken die Ausgangspunkte der schwarzen Balken auf der Linie *AC* mehr zusammen, weil die Gangunterschiede $\lambda, 2\lambda, 3\lambda$ usw. früher eintreten. Die schattierten Balken sind dann also stärker geneigt, wodurch die in den verschiedenen Teilen des Keils auftretenden Interferenzfarben eine Beeinflussung erfahren. Solche Farben nennt *Becke übernormal*; sie treten bei sehr vielen gesteinbildenden Mineralien auf, meistens allerdings nur wenig ausgeprägt, wie z. B. bei Quarz, Gips, Epidot, und sehr stark bei den Chromozykliten des Apophyllits.

Umgekehrt, wenn $(\gamma_1 - \alpha_1)_v < (\gamma_1 - \alpha_1)_r$, gelangt man zu den unternormalen Farben, wie bei Klinochlor, Brucit, Phosgenit, tetragonalen Justiten der Hochofenschlacken usw.

Es treten bei den Kristallen aber auch Doppelbrechungsverhältnisse auf, bei denen innerhalb des sichtbaren Spektrums ein Wechsel im Zeichen der Doppelbrechung vorkommt, was dann nach *Becke* zu den anormalen Farben führt.

Die Doppelbrechungsverhältnisse können sich nun, wie die Studien der oben genannten Autoren ergeben haben, noch mannigfaltiger gestalten. Um diesen z. T. komplizierten Vorgängen näher zu kommen, hat *H. Ambronn* das Verhältnis der Doppelbrechungen im roten und blauen Licht durch einen Quotienten ν ausgedrückt

$$\nu = \frac{(\gamma_1 - \alpha_1)_v}{(\gamma_1 - \alpha_1)_r}$$

wo sich das rote und blaue Licht etwa auf die Wellenlänge $650 \mu\mu$ und $435 \mu\mu$, also nahezu auf die *C*- und die *G'*-Linie bezieht. Je mehr ν von der Einheit abweicht, umso mehr weichen die betreffenden Interferenzfarben von den reinen *Newton*schen Farben ab. Auch hat *Ambronn* eine sehr lehrreiche und schöne farbige Darstellung der verschiedenen Arten von Interferenzfarben bei diesen ungewöhnlichen Doppelbrechungen gegeben. Ebenso sind von *A. Wenzel* die Leukozyklitfarben, die *Andreasberger* Farben, sowie die anormalen und übernormalen Chromozyklitfarben, wie sie am *Apophyllit* auftreten, quantitativ verfolgt und farbige dargestellt worden.

A. Ehringhaus hat in Anlehnung an den S. 59 besprochenen Begriff der relativen Dispersion einen Quotienten der relativen Dispersion der Doppelbrechung *N* gebildet, den er aus den drei Werten der Doppelbrechung für die physiologisch so wirksamen Farben der Linien *C*, *D* und *F* folgendermaßen berechnet:

$$N = \frac{(\gamma_1 - \alpha_1)_D}{(\gamma_1 - \alpha_1)_F - (\gamma_1 - \alpha_1)_C}$$

Er sieht in diesem Ausdruck einen Wegweiser für die zu erwartenden Farben. Die Werte für *N* nähern sich mit dem Verschwinden der Dispersion der Doppelbrechung, wenn also $(\gamma_1 - \alpha_1)_C = (\gamma_1 - \alpha_1)_D = (\gamma_1 - \alpha_1)_F$ wird, bei einem optisch positiven Kristall dem Wert $+\infty$ und bei einem optisch negativen Kristall dem Wert $-\infty$. Die praktische Übereinstimmung mit den reinen *Newton*schen Farben tritt aber nach *Ehringhaus* schon für $N > \pm 30$ auf. Er sagt ferner, daß jener Wert *N*, wenn er sich der Null nähert, wenn also die Doppelbrechung für *C*- und *F*-Licht fast gleich, für *D*-Licht aber davon verschieden wird, für die anormalen Farben charakteristisch sei. Auch bildet er noch eine Gruppe der antinormalen Farben für $N = -1.86$ bis -1.40 , wo die Reihenfolge

nicht wie bei den unternormalen Brucitfarben Blau, Grün, Gelb, Rot, sondern umgekehrt erscheint.

Die Untersuchungen *K. Hofmann-Degens* an einem künstlichen Eisenzinkkalkolivin, an Justit, Hardystonit und an den kristallinen Ausscheidungen einer Eisenfrischschlacke führten zu Substanzen mit Gipfelpunkten der Doppelbrechung, wo die *Ehringhausse* Zahl N zur Charakterisierung der Interferenzfarben nicht genügte. *Hofmann-Degen* hält an der sonst üblichen bildlichen Darstellung der Doppelbrechungskurven fest, zumal neben den Gipfelpunkten auch Wendepunkte in diesen Kurven auftreten, wie er einen solchen Fall bei dem Eisenzinkkalkolivin beobachtet hat.

43. Grundlagen zur Beobachtung der Interferenzerscheinungen. Fresnel-Aragosche Gesetze. Paralleles und konvergentes Licht. Viele charakteristische optische Erscheinungen der Kristalle beruhen auf Interferenz der durch Doppelbrechung entstehenden beiden Wellen. Diesen Interferenzerscheinungen liegen folgende wichtige, von *Fresnel*¹⁾ und *Arago* empirisch gefundene Gesetze zugrunde.

1. Linear polarisierte Wellen interferieren wie gewöhnliches Licht, wenn sie außer der gemeinsamen Fortpflanzungsrichtung parallele Polarisations Ebenen haben.
2. Linear polarisierte Wellen, deren Polarisations Ebenen senkrecht aufeinander stehen, beeinflussen sich gegenseitig in keiner Weise.
3. Da bei jeder Doppelbrechung die beiden Wellen senkrecht aufeinander polarisiert sind, so müssen sie, um interferieren zu können, auf eine gemeinsame Polarisations Ebene zurückgeführt werden.
4. Die zur Interferenz zu bringenden Wellen müssen aus ein und derselben linear polarisierten Welle hervorgehen, da sonst die Schwingungsphasen einem fortwährenden Wechsel unterworfen wären, wodurch die in einem Moment entstehende Interferenzwirkung durch die eines andern Momentes aufgehoben würde.

Zusammengefaßt lautet also die Grundbedingung für das Zustandekommen von Interferenzerscheinungen bei Kristallen, daß die beiden, durch Doppelbrechung entstandenen, linear polarisierten Wellen aus ein und derselben linear polarisierten Welle hervorgehen und auf ein und dieselbe Polarisations Ebene zurückgeführt werden. Wie dies in der Ausübung geschieht, wird in den Kapiteln über Instrumente besprochen werden; für jetzt sei nur bemerkt, daß die Instrumente zur Beobachtung der Interferenzerscheinungen doppelbrechender Körper im polarisierten Licht bei aller Mannigfaltigkeit ihrer Einrichtung aus zwei Hauptteilen

¹⁾ *Fresnel*, Oeuvres complètes I. 1866. 385 ff.

bestehen. Der eine Teil erfüllt die Forderung des obigen vierten *Fresnel-Aragoschen* Gesetzes und sorgt dafür, daß die auf den Kristall auffallenden Wellen linear polarisiert sind; er stellt also aus gewöhnlichem, sei es Wolken- oder Lampenlicht, linear polarisiertes Licht her und heißt daher der Polarisator. Der andere Teil erfüllt die Forderung des dritten *Fresnel-Aragoschen* Gesetzes und führt die durch Doppelbrechung entstandenen beiden Wellen auf eine einzige Polarisationssebene zurück; er untersucht gleichsam die Veränderungen, die mit diesen Wellen innerhalb des Kristalls vorgegangen sind und heißt daher der Analysator. Diese beiden wichtigen Teile — Polarisator und Analysator — bestehen bei den primitivsten Instrumenten aus Glasplatten, die unter dem Polarisationswinkel (siehe zweite Abteilung, Herstellung von polarisiertem Licht) gegen die Lichtstrahlen geneigt sind, bei etwas vollkommeneren Instrumenten, die aber zu eigentlichen Untersuchungen ebenfalls keine Verwendung mehr finden, sondern höchstens zu Demonstrationszwecken dienen, aus Turmalinplatten, und bei den besten Konstruktionen aus polarisierenden Prismen der mannigfaltigsten Art, wie sie ebenfalls in der zweiten Abteilung und zwar der Wichtigkeit des Gegenstandes entsprechend, ausführlich beschrieben werden. Die Kristallpräparate werden meistens als Dünnschliffe oder auch in Form etwas dickerer planparalleler Platten oder gelegentlich auch als Körner der Beobachtung unterworfen. Die ganze Anordnung pflegt man als die Beobachtung „zwischen Nicolschen Prismen“ zu bezeichnen, wobei man noch besonders häufig von der Beobachtung „zwischen gekreuzten Nicols“ spricht, wenn die Polarisationssebenen der den Polarisator und den Analysator durchsetzenden Lichtwellen unter 90° gegeneinander geneigt sind.

Man hat ferner, was ebenfalls hier vorläufig kurz erwähnt werden möge, zwei Beobachtungsmethoden der Interferenzerscheinungen unterschieden, von denen die eine als Beobachtung im parallelen Licht bezeichnet wird, weil das Licht in der Hauptsache in einer Richtung, also in Form eines Bündels, das Präparat durchläuft, während die andere die Beobachtung im konvergenten Licht heißt, weil hier viele Lichtbündel innerhalb eines größeren Winkelraums von allen Seiten kommend konvergierend auf das Blättchen fallen. In dem einen Fall sollen die Interferenzerscheinungen gesehen werden, die an einem einzigen Strahlenbündel auftreten, im andern Fall sollen alle Interferenzerscheinungen auf einmal überblickt werden, die von einer Fülle von konvergierenden Strahlenbündeln, also von einem Strahlenbüschel, beim Durchlaufen des Kristalls hervorgebracht werden¹⁾. Nun existiert

¹⁾ Hier werden die Ausdrücke Bündel und Büschel in dem Sinne verwendet, daß man bei Bündel an das Lichtbündel, also an eine Anzahl paralleler Stäbe, und bei Büschel an eine in der Mitte gebundene Garbe, also an die im Raum von einem Punkt aus divergierenden Strahlen denkt. Die Mathematiker verstehen meines Wissens unter Strahlenbüschel divergente Strahlen in der Ebene und unter Strahlenbündel divergente Strahlen im Raum.

in der Praxis kein vollkommen paralleles Licht¹⁾, und tatsächlich arbeiten wir auch bei der Beobachtung im parallelen Licht immer mit mehr oder weniger konvergentem Licht. Bei starken Objektiven, wie bei *Hartnack-Fueß* Nr. 7 von 5 mm Äquivalentbrennweite und 118° Apertur wird das Präparat auch bei der Beobachtung im sog. parallelen Licht oder bei mikroskopischem Strahlengang von vielen, unter starker Konvergenz auf das Blättchen fallenden Lichtbündeln durchstrahlt, nur ist die Auswahl aus diesen Bündeln in ihrer Vereinigung zum mikroskopischen Bild eine andere, als bei der Beobachtung im konvergenten Licht. Wie man diese Auswahl ändern und auch bei der Versuchsanordnung für paralleles Licht die Erscheinungen im konvergenten Licht wahrnehmen kann, wird S. 153 erwähnt und in der siebten Abteilung bei Konoskop und Konometer ausführlich behandelt.

Zweiter Abschnitt.

Interferenzerscheinungen im parallelen polarisierten Licht.

44. Isotrope Körper im parallelen polarisierten Licht. Wenn man in den Gang des linear polarisierten Lichtes zwischen Polarisator und Analysator ein durchsichtiges, isotropes (amorph oder regulär kristallisierendes) Mineral am bequemsten in Form eines Blättchens einschaltet, so erfährt die Lichtwelle keinerlei Änderung ihrer Schwingungsebene, welches auch immer die Richtung sei, in der das Blättchen aus dem Mineral geschnitten wurde, und welches auch die Stellung sei, die man dem Blättchen zwischen Polarisator und Analysator gibt. Ist das Mineral also farblos, so beeinflusst es, abgesehen von der geringen Absorption, die ja ein Lichtstrahl in jedem Medium erfährt, weder die Farbe noch die Lichthelle des Gesichtsfeldes; ist es gefärbt, so zeigt nunmehr das Gesichtsfeld die Farbe des Blättchens. Die Farbe selbst aber ändert sich in keiner Weise mit der Stellung, die man dem Blättchen gegen die Nicolhauptsschnitte gibt. Auch die Richtung der Welle erleidet keine Änderungen, wenn das Blättchen planparallel ist und die Blattfläche senkrecht zur Richtung der Welle steht. Wird das Blättchen mittelst irgend eines Drehapparates geneigt, so wird die Welle innerhalb des Blättchens von ihrem Weg abgelenkt, setzt aber nach dem Austritt aus dem Blättchen ihren Weg parallel mit ihrer Einfallsrichtung fort. Die Parallelverschiebung ist umso deutlicher, je größer die Neigung und die Dicke des Blättchens ist. Sind die Nicols gekreuzt, so wird die hierdurch bedingte Dunkelheit des Gesichtsfeldes durch die Einschaltung des isotropen Blättchens in

¹⁾ Fixsternlicht ist allenfalls paralleles Licht, wenn es auch theoretisch eine experimentell bis jetzt allerdings noch nicht nachgewiesene Apertur haben muß. Mit den stärksten Fernrohren ist es immer noch nicht gelungen, die Fixsterne als Scheibchen zu sehen; indessen berechnet sich aus der Größe der Fixsterne und ihrer Entfernung eine solche fragliche Apertur zu etwa $\frac{1}{100}$ Bogensekunde.

keiner Weise gestört. Diese Eigenschaft, in jeder Stellung zwischen gekreuzten Nicols, auch bei einer Drehung in seiner eigenen oder einer beliebigen anderen Ebene, dunkel zu bleiben, ist das wichtigste Kennzeichen eines isotropen Minerals gegenüber einem anisotropen.

45. Anisotrope Körper im parallelen polarisierten Licht. Schiebt man nun ein durchsichtiges Blättchen eines doppelbrechenden Minerals, das nicht gerade senkrecht zu einer optischen Achse liegt, zwischen Polarisator und Analysator, so treten im weißen Licht entweder sofort oder nach Drehung des Präparats in seiner Ebene Interferenzfarben auf. Das

Blättchen sei allenthalben gleich dick, das Licht falle senkrecht auf und die Hauptschnitte von Polarisator und Analysator seien gekreuzt, wie dies in Fig. 106 skizziert ist. Bei diesen Annahmen durchläuft das vom Polarisator P kommende Licht das Blättchen im allgemeinen in Form von zwei Wellen W_{α_1} und W_{γ_1} , deren Normalen sich in der gleichen Richtung $u o$ mit zueinander senkrecht liegenden Schwingungsebenen und mit verschiedener

Geschwindigkeit fortpflanzen. Diesen verschiedenen Geschwindigkeiten oder dem Maß der Doppelbrechung entsprechend, eilt die eine Welle der andern voraus und hat nach dem Durchlaufen des Blättchens einen auch von seiner Dicke abhängenden Gangunterschied erhalten. Im Punkt o verlassen beide Wellennormalen das Blättchen

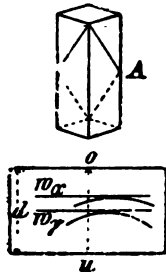


Fig. 106.

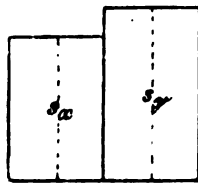


Fig. 107.

chen unter dem gleichen Winkel, unter dem sie eingetreten sind, d. h. hier in der Richtung der Senkrechten, und laufen nun mit dem einmal erhaltenen Gangunterschied auf ihrem Weg durch Luft weiter, bis ihnen die Möglichkeit zu interferieren gegeben wird, bis sie also dem dritten *Fresnel-Aragoschen* Gesetz entsprechend im Analysator A auf eine gemeinsame Polarisationssebene zurückgeführt werden.

Um einen Ausdruck für die Beziehung zwischen Gangunterschied, Dicke und Doppelbrechung zu erhalten, mögen folgende Bezeichnungen eingeführt werden:

	Für schnellere Welle W_{α_1}	Für langsamere Welle W_{γ_1}
Geschwindigkeiten	a_1	c_1
Brechungsindizes	α_1	γ_1
Zeiten zum Durchlaufen des Blättchens	t_{α_1}	t_{γ_1}
Weglängen in Luft während der Zeiten t_{α_1} und t_{γ_1}	s_{α_1}	s_{γ_1}

n = Geschwindigkeit des Lichtes in Luft,
 d = Dicke des Blättchens.

Unter α_1 und γ_1 , a_1 und c_1 sind beliebige Brechungsindizes und Lichtgeschwindigkeiten, unter Umständen auch die Hauptbrechungsindizes und Hauptlichtgeschwindigkeiten, also Größen wie ε und ω oder β neben α und γ , ganz der Orientierung des Blättchens entsprechend, gemeint. Nun gilt nach dem Satz aus der Mechanik von Weg, Geschwindigkeit und Zeit

$$\begin{aligned} d &= a_1 t_{\alpha_1}; & s_{\alpha_1} &= n t_{\alpha_1}; \\ d &= c_1 t_{\gamma_1}; & s_{\gamma_1} &= n t_{\gamma_1}. \end{aligned}$$

Hier ist $s_{\gamma_1} > s_{\alpha_1}$ (s. Fig. 107), weil die langsamere Welle W_{γ_1} mehr Zeit als die schnellere Welle W_{α_1} zum Durchlaufen des Blättchens braucht, oder weil $t_{\gamma_1} > t_{\alpha_1}$ ist.

Ferner folgt aus diesen Gleichungen und unter Berücksichtigung der Definition des Brechungsindex als eines Geschwindigkeitsverhältnisses

$$\begin{aligned} s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} &= n t_{\gamma_1} - n t_{\alpha_1} = n \frac{d}{c_1} - n \frac{d}{a_1} = d \left(\frac{n}{c_1} - \frac{n}{a_1} \right), \\ s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} &= d (\gamma_1 - \alpha_1). \end{aligned}$$

Diese wichtige Formel, die der Mikroskopiker ständig gebraucht, sagt also aus, daß bei senkrechtem Auffall des Lichtes auf ein Blättchen mit den in dieser Richtung wirkenden Brechungsindizes γ_1 und α_1 der Gangunterschied gleich der Dicke mal der Doppelbrechung ist.

Wie die Dicke eines Blättchens zu ermitteln ist, wird an anderer Stelle erörtert; wie der Gangunterschied mit der Interferenzfarbe eindeutig zusammenhängt, sagt uns die Betrachtung über die *Newtonschen* Farben in § 41; wie man dann zu der charakteristischen Konstanten der Doppelbrechung kommt, zeigt uns endlich die eben abgeleitete Formel. Aus alledem ersieht man wieder, wie bedeutungsvoll die Interferenzfarben und wie wichtig die in der Einleitung des § 41 betonte Kenntnis der *Newtonschen* Farben für unsere Wissenschaft ist.

Der Gangunterschied in der Formelsprache ($s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1}$) ist eine Länge, gemessen in Millimetern (mm) oder in tausendstel Millimetern (μ) oder in millionstel Millimetern ($\mu\mu$) oder in Wellenlängen einer bestimmten Lichtart. In der zweiten und dritten Kolonne auf S. 131 sind viele Gangunterschiede in $\mu\mu$ und einige auch in Na-Licht-Wellenlängen angegeben. Wenn man in der zweiten Bezeichnungsweise der Tabelle wie $\frac{1}{4} \lambda$, $\frac{3}{4} \lambda$, 1λ usw. den Buchstaben λ streicht und den Unterschied in den Schwingungszuständen zweier Lichtwellen nur mit $\frac{1}{4}$, $\frac{3}{4}$, 1 usw. charakterisiert, so pflegt man hierfür auch vielfach die Bezeichnung Phasenunterschied zu gebrauchen, wobei man also stillschweigend annimmt, daß sich diese reinen Zahlen auf Wellenlängen des angewandten Lichtes beziehen. Wir haben daher folgende zwei Ausdrucksweisen:

$$\begin{aligned} (s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1}) &= \text{Gangunterschied,} \\ \frac{s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1}}{\lambda} &= \text{Phasenunterschied.} \end{aligned}$$

46. Analytische Darstellung der Lichtbewegung. Das Verständnis für viele uns nunmehr beschäftigende Erscheinungen der Kristalloptik wird durch Vergleich der Gesetze der Lichtschwingungen mit denen der Pendelschwingungen sehr gefördert. Hiernach kann man einen auf einer Geraden AB hin- und herpendelnden Punkt p (Fig. 108) immer als die Projektion eines andern Punktes P auffassen, der sich mit gleichmäßiger Geschwindigkeit auf dem über AB geschlagenen Kreis bewegt. Mit dieser Hilfsvorstellung läßt sich leicht ermitteln, an welcher Stelle seiner Schwingungsbahn sich der Punkt p_1 nach Verlauf einer gewissen Zeit befindet und welche Geschwindigkeit ihm zukommt. Der auf dem Kreis mit dem Durchmesser AB sich gleichförmig schnell fortbewegende Punkt P macht einen ganzen Umlauf, während

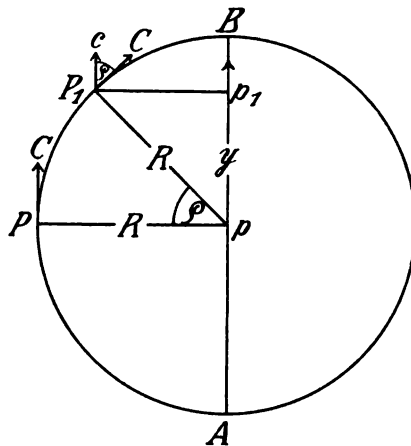


Fig. 108.

seine Projektion auf dem vertikalen Durchmesser sich von p über p_1 nach B , dann rückwärts über p_1 und p nach A und wieder vorwärts von A nach p bewegt, wobei p_1 immer genau links oder rechts von P_1 liegt. Befindet sich der auf dem Kreis wandernde Punkt in P , so liegt seine Bahn parallel zum Durchmesser AB , und der durch seine Projektion dargestellte Punkt p bewegt sich hier im Zentrum des Kreises am schnellsten. Liegt der sich gleichmäßig fortbewegende Punkt in P_1 , so muß sich seine Projektion p_1 langsamer und langsamer bewegen, bis im Punkt B Ruhe eintritt und die Bewegung rückläufig wird usw. Bezeichnet man den Winkel, den die Gerade pP_1 mit pP bildet, oder die Phase der Schwingung mit φ , und den Radius des Kreises oder die Amplitude der Schwingungen mit R , so folgt aus Fig. 108

$$y = R \sin \varphi.$$

Wegen dieser einfachen Beziehung nennt man solche Schwingungen Sinusschwingungen. Auch ist die Bezeichnung „einfache har-

Eine für die weiteren Betrachtungen wichtige Frage betrifft die Ermittlung des zur Zeit t erfolgten Ausschlags eines Punktes q_1 , der zur Zeit t_1 — immer von dem obigen Zeitpunkt Null an gerechnet — seine Mittellage in q verließ. Die Koordinaten des Punktes q_1 seien x_1 und y_1 , dann ist

$$x_1 = t_1 v, \quad (3)$$

wo v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes sei. Ferner ist nun analog Formel (1)

$$y_1 = R \sin \left(360^\circ \frac{t - t_1}{T} \right). \quad (4)$$

Die hier auftauchende Differenz $(t - t_1)$ folgt daraus, daß zuerst eine Zeit t_1 verstreichen mußte, bis das Teilchen q im Punkte q sich in Bewegung setzte, und daß dann während der noch übrig bleibenden Zeit $(t - t_1)$ der Ausschlag von q bis q_1 geschah. Über diese Verhältnisse können die neben der zur Zeit t existierenden Hauptwelle noch eingezeichneten Wellen zur Zeit Null und zur Zeit t_1 , sowie auch die perspektivisch entworfenen Querschnitte durch die Punkte p und q Aufschluß geben, wo ähnlich wie in Fig. 108 die Pendelbewegungen pp_1 und qq_1 auf die kreisförmigen Bewegungen PP_1 und QQ_1 zurückgeführt sind. Die rechte Querschnittszeichnung läßt in der Tat erkennen, daß für den Ausschlag y_1 des Punktes q von q bis q_1 nur die Zeit $t - t_1$ zur Verfügung steht. Wenn wir auf die Vorstellung in Fig. 108 zurückgreifen, so begann ja Q in Fig. 109 seinen Rundlauf vorne erst zur Zeit t_1 und gelangte nach Q_1 zur Zeit t . Der Bogen QQ_1 über dem Winkel ϱ_1 hat also den Wert $360^\circ \frac{t - t_1}{T}$, woraus sich die Gleichung (4) erklärt.

47. Fresnelsche Formel und ihre Diskussion. Die analytische Betrachtung des vorigen Paragraphen setzt uns in den Stand, die Lichtintensitäten zu ermitteln, die nach dem Durchstrahlen von Polarisator, Kristall und Analysator übrig bleiben und schließlich in unser Auge gelangen.

Die Schwingungsebene PP (Fig. 110) des vom Polarisator gelieferten Lichtes möge mit keiner der beiden Schwingungsebenen des Kristalls (H_1H_1 und H_2H_2) zusammenfallen, sondern mit H_1H_1 den Winkel φ und mit der Schwingungsebene des Analysators AA den Winkel ψ einschließen. Die Amplitude des vom Polarisator ausgehenden Lichtes sei R , seine Schwingungsdauer T , und der Moment des Eintritts t , dann stellt sich nach dem Schwingungsgesetz (Gleichung (1) S. 143) der Ausschlag r des eintretenden Lichtes folgendermaßen dar:

$$r = R \sin \left(360^\circ \frac{t}{T} \right),$$

wobei wir immer die Annahme machen, daß keine Schwächung durch Reflexion an den verschiedenen Flächen oder durch Absorption innerhalb der verschiedenen Medien eintrete.

Dieser Ausschlag zerlegt sich nun in dem Kristall nach den beiden parallel $H_1 H_1$ und $H_2 H_2$ verlaufenden Komponenten r_1 und r_2 , sodaß nach Fig. 110 folgt

$$r_1 = r \cos \varphi = R \cos \varphi \sin 360^\circ \frac{t}{T}$$

$$r_2 = r \sin \varphi = R \sin \varphi \sin 360^\circ \frac{t}{T}.$$

Von jetzt ab läuft jede Schwingung gänzlich unabhängig von der andern mit der ihr eigentümlichen Geschwindigkeit weiter, sodaß an der

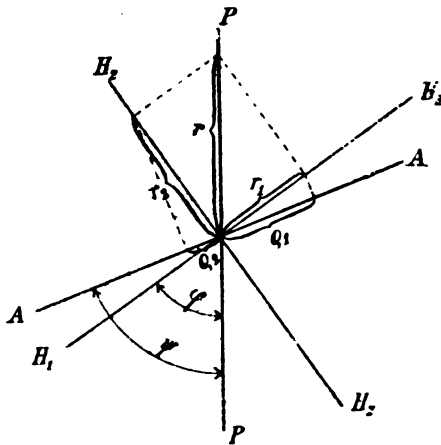


Fig. 110.

oberen Fläche der Kristallplatte beide Bewegungen zu verschiedenen Zeiten eintreffen. An der unteren Fläche des Blättchens war ein Schwingungszustand vorhanden, der der Zeit t entsprach und die Amplituden r_1 und r_2 besaß, an der oberen Fläche mögen die Amplituden r_1' und r_2' sein, die von den zum Durchlaufen des Blättchens notwendigen Zeiten t_{α_1} und t_{γ_1} abhängen und sich nach dem Schwingungsgesetz [Gleichung (4) S. 144] folgendermaßen darstellen:

$$r_1' = R \cos \varphi \sin 360^\circ \frac{t - t_{\alpha_1}}{T}$$

$$r_2' = R \sin \varphi \sin 360^\circ \frac{t - t_{\gamma_1}}{T}.$$

Setzt man wie auf S. 141 $s_{\alpha_1} = n t_{\alpha_1}$ oder $\lambda = n T$; also $\frac{t_{\alpha_1}}{T} = \frac{s_{\alpha_1}}{\lambda}$; und

analog $\frac{t_{\gamma_1}}{T} = \frac{s_{\gamma_1}}{\lambda}$, so folgt:

$$r_1' = R \cos \varphi \sin 360^\circ \left(\frac{t}{T} - \frac{s_{\alpha_1}}{\lambda} \right)$$

$$r_2' = R \sin \varphi \sin 360^\circ \left(\frac{t}{T} - \frac{s_{\gamma_1}}{\lambda} \right).$$

Die schließlich auf die Schwingungsebene des Analysators reduzierten Komponenten q_1 und q_2 hängen ab vom Winkel $\psi - \varphi$. In Fig. 110 (und auch in Fig. 111) sind q_1 und q_2 und die Verhältnisse beim Austritt aus dem Blättchen so gezeichnet, wie wenn kein Gangunterschied der beiden Wellen oder ein solcher um ganze Wellenlängen 1λ , 2λ , 3λ usw. stattgefunden hätte. In solchen Spezialfällen liegen r_1' und r_2' beim Austritt wie r_1 und r_2 beim Eintritt des Lichtes. Allgemein ist:

$$q_1 = r_1' \cos(\psi - \varphi)$$

$$q_2 = r_2' \sin(\psi - \varphi).$$

(Eine vereinfachte Ableitung für $\psi = 90^\circ$ folgt S. 148—149.)

Die Größe dieser beiden Ausschläge und ihre Richtung ist bestimmend für die Lichtbewegung, die den Analysator durchläuft. Die durch Interferenz entstehende Resultante bestimmt den Ausschlag i , welcher ist:

$$i = q_1 - q_2 = r_1' \cos(\psi - \varphi) - r_2' \sin(\psi - \varphi). \quad (1)$$

Setzt man für r_1' und r_2' die obigen Werte ein und an Stelle des Sinus der Differenz $\left(\frac{t}{T} - \frac{s_{\alpha_1}}{\lambda} \right)$ die Sinus der einzelnen Glieder, so erhält man

$$i = R \left[\cos(\psi - \varphi) \cos \varphi \left(\sin 360^\circ \frac{t}{T} \cos 360^\circ \frac{s_{\alpha_1}}{\lambda} - \cos 360^\circ \frac{t}{T} \sin 360^\circ \frac{s_{\alpha_1}}{\lambda} \right) \right. \\ \left. - \sin(\psi - \varphi) \sin \varphi \left(\sin 360^\circ \frac{t}{T} \cos 360^\circ \frac{s_{\gamma_1}}{\lambda} - \cos 360^\circ \frac{t}{T} \sin 360^\circ \frac{s_{\gamma_1}}{\lambda} \right) \right]$$

oder auch

$$i = R \left[\sin 360^\circ \frac{t}{T} \left(\cos(\psi - \varphi) \cos \varphi \cos 360^\circ \frac{s_{\alpha_1}}{\lambda} - \sin(\psi - \varphi) \sin \varphi \cos 360^\circ \frac{s_{\gamma_1}}{\lambda} \right) \right. \\ \left. - \cos 360^\circ \frac{t}{T} \left(\cos(\psi - \varphi) \cos \varphi \sin 360^\circ \frac{s_{\alpha_1}}{\lambda} - \sin(\psi - \varphi) \sin \varphi \sin 360^\circ \frac{s_{\gamma_1}}{\lambda} \right) \right]. \quad (2)$$

Dieser zur Zeit t erfolgende Ausschlag braucht nicht der größte zu sein, also nicht dem maximalen Ausschlag oder der eigentlichen Amplitude zu entsprechen. Gerade aber diese maximale Amplitude hat für uns das größte Interesse, denn ihr Quadrat ist, wie wir S. 48 sahen, der Intensität des Lichtes proportional. Dieser größte Ausschlag sei J und finde zu einer uns übrigens unbekanntem Zeit τ statt, dann ist wieder nach dem Schwingungsgesetz

$$i = J \sin 360^\circ \frac{t - \tau}{T}.$$

oder, wenn wir der Zeit τ entsprechend, einen Weg σ einführen, auch

$$i = J \sin 360^\circ \left(\frac{t}{T} - \frac{\sigma}{\lambda} \right)$$

oder, wenn wir auch hier den Sinus der Differenz auflösen,

$$i = J \left[\sin 360^\circ \frac{t}{T} \left(\cos 360^\circ \frac{\sigma}{\lambda} \right) - \cos 360^\circ \frac{t}{T} \left(\sin 360^\circ \frac{\sigma}{\lambda} \right) \right]. \quad (3)$$

Diese Gleichung (3) ist zum besseren Vergleich ganz ähnlich der obigen Gleichung (2), also auch in zwei Zeilen gedruckt. In beiden Gleichungen stehen links dieselben Größen, daher müssen auch die rechten Seiten einander gleich sein. Da sich nun in beiden Ausdrücken immer die gleichen Werte für i ergeben, welche Werte t auch annehmen mag, so müssen die Faktoren von $\sin 360^\circ \frac{t}{T}$ und $\cos 360^\circ \frac{t}{T}$ einander gleich sein. Zur Ab-

kürzung möge vorübergehend $360^\circ \frac{s\alpha_1}{\lambda} = A$ und $360^\circ \frac{s\gamma_1}{\lambda} = B$ gesetzt werden, dann ist:

$$J \cos 360^\circ \frac{\sigma}{\lambda} = R (\cos (\psi - \varphi) \cos \varphi \cos A - \sin (\psi - \varphi) \sin \varphi \cos B),$$

$$J \sin 360^\circ \frac{\sigma}{\lambda} = R (\cos (\psi - \varphi) \cos \varphi \sin A - \sin (\psi - \varphi) \sin \varphi \sin B).$$

Die unbekannte Größe $\bar{\sigma}$ läßt sich beseitigen, wenn man beide Gleichungen quadriert und addiert und ferner berücksichtigt, daß die Summe der Quadrate des Sinus und Kosinus gleich der Einheit ist. Man erhält alsdann für das Quadrat der Amplitude und also auch für die Intensität der nach der Interferenz übrig bleibenden Welle folgenden Ausdruck:

$$\text{Intensität} = J^2 =$$

$$R^2 [\cos^2 (\psi - \varphi) \cos^2 \varphi \cos^2 A + \sin^2 (\psi - \varphi) \sin^2 \varphi \cos^2 B - 2 \cos (\psi - \varphi) \cos \varphi \sin (\psi - \varphi) \sin \varphi \cos A \cos B + \cos^2 (\psi - \varphi) \cos^2 \varphi \sin^2 A + \sin^2 (\psi - \varphi) \sin^2 \varphi \sin^2 B - 2 \cos (\psi - \varphi) \cos \varphi \sin (\psi - \varphi) \sin \varphi \sin A \sin B],$$

der sich nach abermaliger Anwendung des eben genannten Hilfssatzes vom Quadrat des Sinus und Kosinus und nach Zusammenfassung der Winkel A und B folgendermaßen darstellt:

$$J^2 = R^2 [\cos^2 (\psi - \varphi) \cos^2 \varphi + \sin^2 (\psi - \varphi) \sin^2 \varphi - 2 \cos (\psi - \varphi) \cos \varphi \sin (\psi - \varphi) \sin \varphi \cos (A - B)].$$

Bedenkt man ferner, daß $(\cos A - B) = 1 - 2 \sin^2 \frac{A - B}{2}$ und $2 \sin \varphi \cos \varphi = \sin 2 \varphi$ ist, so folgt

$$J^2 = R^2 \left\{ [\cos (\psi - \varphi) \cos \varphi - \sin (\psi - \varphi) \sin \varphi]^2 + \sin 2 \varphi \sin 2 (\psi - \varphi) \sin^2 \frac{A - B}{2} \right\}.$$

Faßt man dann noch die zum Quadrat erhobene eckige Klammer nach dem Schema $\cos a \cos \beta - \sin a \sin \beta = \cos (a + \beta)$ zusammen und setzt die Werte für A und B ein, so erhält man

$$J^2 = R^2 \left[\cos^2 \psi + \sin 2 \varphi \sin 2 (\psi - \varphi) \sin^2 \left(180^\circ \frac{s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1}}{\lambda} \right) \right]$$

und, wenn nach S. 141 an Stelle der Wegdifferenz $s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1}$ die Dicke des Blättchens und die Brechungsindizes eingesetzt werden, als Schlußformel:

$$\text{Intensität} = J^2 = R^2 \left[\cos^2 \psi + \sin 2 \varphi \sin 2 (\psi - \varphi) \sin^2 \left(180^\circ \frac{d(\gamma_1 - \alpha_1)}{\lambda} \right) \right]. \quad (4)$$

Diese von *Fresnel* in einer seiner berühmten Arbeiten über Doppelbrechung 1821 zuerst entwickelte Formel¹⁾ ist von fundamentaler Bedeutung für die Erklärung aller Interferenzerscheinungen, die an doppelbrechenden Blättchen im parallelen Licht zwischen *Nicol*schen Prismen beobachtet werden, solange die Doppelbrechung nicht mit Zirkularpolarisation verbunden ist. Der Ausdruck (4) für J^2 läßt erkennen, daß sich im allgemeinen Fall die Intensität der aus dem Analysator austretenden Interferenzwelle aus zwei Teilen zusammensetzt, deren erster, $\cos^2 \psi$, unabhängig ist von der Wellenlänge und nur mit der Neigung der Hauptschnitte des Polarisators und Analysators variiert. Bei dem in der Praxis fast ausschließlich benutzten Spezialfall der sog. gekreuzten Stellung von Polarisator und Analysator wird $\psi = 90^\circ$, also $\cos^2 \psi = 0$, und die Endgleichung für J^2 geht über in

$$\text{Intensität} = J^2 = R^2 \sin^2 2 \varphi \sin^2 \left[180^\circ \frac{d(\gamma_1 - \alpha_1)}{\lambda} \right]. \quad (5)$$

Dieser Wert für J^2 läßt sich auch einfacher als über Gleichung (4) ableiten. Die Gleichung (1) auf S. 146 wird nämlich für $\psi = 90^\circ$

$$i = r_1' \sin \varphi - r_2' \cos \varphi$$

oder

$$i = R \sin \varphi \cos \varphi \left[\sin 360^\circ \left(\frac{t}{T} - \frac{s_{\alpha_1}}{\lambda} \right) - \sin 360^\circ \left(\frac{t}{T} - \frac{s_{\gamma_1}}{\lambda} \right) \right].$$

Setzen wir wieder zur vorübergehenden Abkürzung

$$360^\circ \frac{s_{\alpha_1}}{\lambda} = A; \quad 360^\circ \frac{s_{\gamma_1}}{\lambda} = B; \quad 360^\circ \frac{t}{T} = C$$

so ist

$$\begin{aligned} i &= R \sin \varphi \cos \varphi [\sin C \cos A - \cos C \sin A - \sin C \cos B + \cos C \sin B] \\ i &= R \sin \varphi \cos \varphi [\sin C (\cos A - \cos B) - \cos C (\sin A - \sin B)]. \end{aligned} \quad (6)$$

Obige Gleichung (3) hat hier die Form

$$i = J \left[\sin C \left(\cos 360^\circ \frac{\sigma}{\lambda} \right) - \cos C \left(\sin 360^\circ \frac{\sigma}{\lambda} \right) \right]. \quad (7)$$

Wiederholt man nun die bei (2) und (3) oben angestellte Überlegung bei Gleichung (6) und (7), so kommt man zu

¹⁾ Oeuvres complètes I. 1866. 615.

$$J \cos 360^\circ \frac{\sigma}{\lambda} = R \sin \varphi \cos \varphi (\cos A - \cos B)$$

$$J \sin 360^\circ \frac{\sigma}{\lambda} = R \sin \varphi \cos \varphi (\sin A - \sin B);$$

woraus durch Quadrieren und Addieren folgt

$$\begin{aligned} J^2 &= R^2 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi (\cos^2 A + \cos^2 B - 2 \cos A \cos B \\ &\quad + \sin^2 A + \sin^2 B - 2 \sin A \sin B) \\ &= R^2 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi [1 + 1 - 2 \cos (A - B)] \\ &= R^2 2 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi [1 - \cos (A - B)] \\ &= R^2 2 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi 2 \sin^2 \frac{A - B}{2} \\ &= R^2 \sin^2 2 \varphi \sin^2 \left(180^\circ \frac{\delta \gamma_1 - \delta \alpha_1}{\lambda} \right) \\ &= R^2 \sin^2 2 \varphi \sin^2 \left[180^\circ \frac{d(\gamma_1 - \alpha_1)}{\lambda} \right] \end{aligned}$$

und also schließlich die obige Gleichung (5) erhalten wird.

Die Intensität, die ein doppelbrechendes, nicht senkrecht zu einer optischen Achse geschnittenes Blättchen zwischen gekreuzten Nicols ($\psi = 90^\circ$) zeigt, ist nach vorstehender Gleichung in erster Linie abhängig von der Größe $\sin^2 2\varphi$, d. h. von der Neigung der optischen Hauptschnitte des Blättchens gegen die Hauptschnitte des Polarisators und Analysators. Der Wert für J^2 erlangt ein Minimum, er wird = 0, wenn $\sin^2 2\varphi = 0$ wird, d. h. jedesmal, wenn der optische Hauptschnitt des Blättchens mit dem Hauptschnitt des Polarisators ($\varphi = 0$) oder dem des Analysators ($\varphi = 90^\circ$) zusammenfällt. Bei einer Drehung des Blättchens in seiner Ebene um 360° , also bei einer vollen Drehung des Mikroskoptisches, tritt dieser Fall viermal ein, und daher lautet die Regel, daß doppelbrechende Blättchen bei einer vollen Umdrehung zwischen gekreuzten Nicols viermal dunkel werden, wobei die Dunkelstellungen je um 90° auseinanderliegen.

Ein Maximum von Helle muß eintreten ($J^2 = \max.$), wenn $\sin^2 2\varphi = 1$, d. h. wenn der Hauptschnitt des Blättchens um 45° gegen die Hauptschnitte des Polarisators und Analysators geneigt ist. Bringt man also in homogenem Licht das doppelbrechende Blättchen in die Dunkelstellung, so wird bei Drehung desselben eine mit der Drehung wachsende Aufhellung eintreten, bis der Drehungswinkel 45° ist; bei weiterer Drehung nimmt die Aufhellung wieder ab und ist = 0, sobald der Drehungswinkel 90° erreicht. Bei jeder Dunkelstellung liegt der optische Hauptschnitt des Blättchens oder eine dazu senkrechte Ebene parallel dem Hauptschnitt des Analysators oder Polarisators, und die Beobachtung gewährt also ein Mittel, nicht nur anisotrope Blättchen von isotropen zu unterscheiden, sondern auch die Lage der größten und kleinsten optischen

Vektoren im Blättchen zu bestimmen. Diese Dunkelstellung nennt man auch die Stellung der **Auslöschung**, und wenn hierbei die Nicolhaupt-schnitte mit gewissen kristallographischen Richtungen des Präparats einen Winkel einschließen, so spricht man vom Winkel der Auslöschung oder von der **Auslöschungsschiefe**. Über die Methoden zur Bestimmung der Auslöschungsschiefe siehe sechste Abteilung, sechstes Kapitel.

Die Helle des Blättchens ist aber ferner abhängig von $\sin^2 180^\circ \frac{d(\gamma_1 - \alpha_1)}{\lambda}$, d. h. von der Wellenlänge λ (Farbe) des angewandten Lichtes, von der Dicke d des Blättchens und von dem Unterschied $\gamma_1 - \alpha_1$ der Brechungsindizes der das Blättchen durchlaufenden Wellen. Der Wert $\sin^2 180^\circ \frac{d(\gamma_1 - \alpha_1)}{\lambda}$

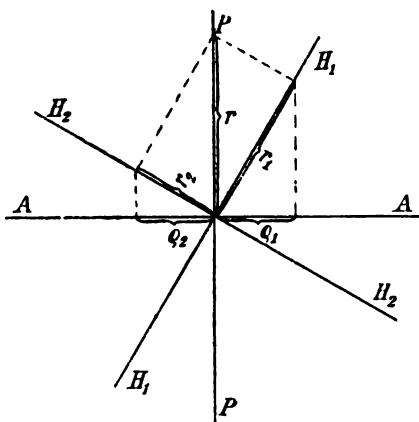


Fig. 111.

wird = 0, wenn $\frac{d(\gamma_1 - \alpha_1)}{\lambda}$ eine ganze Zahl ist, d. h. wenn der eine Strahl dem andern um eine Anzahl ganzer Wellenlängen vorausseilt. Dagegen ist $\sin^2 180^\circ \frac{d(\gamma_1 - \alpha_1)}{\lambda}$ ein Maximum, wenn $\frac{d(\gamma_1 - \alpha_1)}{\lambda} = \frac{2z - 1}{2}$ (wo z eine ganze Zahl), also wenn der eine Strahl dem andern um eine ungerade Anzahl halber Wellenlängen vorausseilt. Danach ist ein doppelbrechendes Blättchen im homogenen Licht dunkel bei jeder Lage zwischen gekreuzten Nicols, wenn der Gangunterschied eine ganze Anzahl ganzer Wellenlängen beträgt. Die hier auftretenden Schwingungsverhältnisse sind in Fig. 111 dargestellt. Man kann hierfür die experimentelle Bestätigung sehr leicht erhalten, wenn man einen Gipskeil bei Na-Licht zwischen gekreuzten Nicols beobachtet. Wenn die optischen Hauptschnitte des Keils mit den Nicolhaupt schnitten nicht zusammenfallen, so zeigen sich auf dem Keil dunkle Streifen an den Stellen, wo die Dicke folgende Werte erreicht

$$d = z \frac{\lambda}{\gamma - \alpha} {}^1); \quad z = 1, 2, 3 \dots$$

Diese Streifen behalten eine konstante Dunkelheit bei voller Umdrehung des Tisches, während die zwischen den Streifen liegenden Felder bald hell bald dunkel werden, je nach dem Wert von φ . Wenn der Gangunterschied eine ungerade Zahl von halben Wellenlängen oder die Dicke

$$d = \frac{2z - 1}{2} \frac{\lambda}{(\gamma - \alpha)}; \quad z = 1, 2, 3 \dots$$

ist, so zeigt ein solches Blättchen das Maximum der Helligkeit, das überhaupt unter dem Einfluß von φ erreicht werden kann und ist also heller als jedes Blättchen von anderem Gangunterschied in der gleichen Lage. Auch hiervon kann man sich leicht bei der Beobachtung des Gipskeils überzeugen, wenn man seine Aufmerksamkeit auf die verschiedenen Teile der hellen Felder zwischen den dunkeln Streifen lenkt.

Wenn man in der Gleichung (4) S. 148, wo $0^\circ < \psi < 90^\circ$, ψ um 90° vermehrt, so geht die Gleichung über in

$$\text{Intensität} = J^2 = R^2 \left[\sin^2 \psi - \sin 2\varphi \sin 2(\psi - \varphi) \sin^2 \left(180^\circ \frac{d(\gamma_1 - \alpha_1)}{\lambda} \right) \right]. \quad (8)$$

Dieser Ausdruck ergänzt den Ausdruck in Gleichung (4) zur ursprünglichen Intensität R^2 , denn $J^2_{90^\circ} + J^2_{0^\circ} = R^2$. Daraus folgt, daß eine Drehung des Analysators gegen den Polarisator um 90° die Erscheinungen umkehrt. Wo demnach bei gekreuzten Nicols Dunkel eintritt, muß bei parallelen Nicols Hell auftreten.

Beobachtet man im weißen Licht, also bei Beleuchtung mit Lichtarten von vielen verschiedenen Wellenlängen, so lassen sich die hier durch ihren Farbglanz sehr auffallenden Interferenzphänomene ebenfalls durch die *Fresnelsche* Formel erklären. Der erste Teil des Ausdrucks in Gleichung (4) ist unabhängig von der Wellenlänge und gilt also unverändert im weißen Licht. Im zweiten Teil, $\sin 2\varphi \sin 2(\psi - \varphi) \sin^2 180^\circ \frac{d(\gamma_1 - \alpha_1)}{\lambda}$, wird zunächst $\sin 2\varphi \sin 2(\psi - \varphi)$ beeinflußt, da ja wenigstens im allgemeinen die Hauptschnitte des Blättchens für verschiedene Lichtarten nicht zusammenfallen. Jedoch sind die durch diese Dispersionen bedingten Unterschiede in den weitaus meisten Fällen klein genug, um vernachlässigt werden zu können. Von großem Einfluß ist aber bei Anwendung des weißen Lichtes der Wert $\sin^2 180^\circ \frac{d(\gamma_1 - \alpha_1)}{\lambda}$. Es müssen bei weißem Licht alle Wellen ausfallen, für die

¹⁾ Diesmal treten die Hauptbrechungsindizes γ und α in die Formel ein, weil der Keil mit der einen Fläche parallel zur Ebene der optischen Achse geschliffen ist.

$$\frac{d(\gamma_1 - a_1)}{\lambda} = 1, 2, 3 \dots$$

ist, während alle diejenigen zur Beleuchtung des Blättchens beitragen, für die $\frac{d(\gamma_1 - a_1)}{\lambda}$ einen andern Wert erreicht. Das Blättchen erscheint demnach in jedem Falle farbig, und zwar setzt die jeweilige Farbe sich vorwiegend aus denjenigen Lichtarten zusammen, für die

$$\frac{d(\gamma_1 - a_1)}{\lambda} = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \dots$$

ist oder diesem Wert möglichst nahe kommt. Die Größen $\sin 2\varphi$ und $\sin 2(\psi - \varphi)$ beeinflussen die Farbe, abgesehen von der, wie gesagt, meist unbedeutenden Bisektrizendispersion, nicht, sondern nur die Intensität dieser Farbe. Es kann also die Farbe, die ein solches Blättchen im polarisierten Licht zeigt, bei einer Drehung nur der Intensität nach, nicht der Art nach wechseln. Nehmen wir auch hier wieder den in der Praxis fast ausschließlich vorkommenden Fall der Beobachtung zwischen gekreuzten Nicols, so kann die Gleichung (5) S. 148 die Form annehmen

$$\text{Intensität} = \Sigma J^2_\lambda = \Sigma R^2_\lambda \sin^2 2\varphi \sin^2 \left[180^\circ \frac{d(\gamma_1 - a_1)}{\lambda} \right],$$

wo ΣJ_λ und ΣR_λ die Summe der unendlich vielen Ausdrücke andeuten soll, die allen Werten von λ entsprechen. Die Diskussion dieser Gleichung, analog derjenigen für homogenes Licht durchgeführt, ergibt die Regel, daß doppelbrechende Blättchen, die nicht senkrecht zu einer optischen Achse geschnitten sind, im weißen polarisierten Licht im allgemeinen eine Interferenzfarbe zeigen, die abhängig ist von der Dicke und Lage des Blättchens im Kristall und von seiner Doppelbrechung. Die Intensität dieser Farbe hängt ab von den Winkeln der Hauptschnitte des Blättchens gegen die Hauptschnitte des Polarisators und Analysators; sie erreicht bei einer vollen Drehung viermal ein Minimum (das Blättchen ist dunkel), wenn diese Winkel 0° und 90° betragen, sie erscheint viermal im Maximum, und zwar wenn diese Winkel 45° und 135° sind. Bei parallelen Nicols tritt die komplementäre Erscheinung auf. Wenn also das Blättchen bei gekreuzten Nicols dunkel ist, so ist es bei parallelen Nicols farblos hell; wenn es in einer anderen Lage zwischen gekreuzten Nicols eine gewisse Farbe zeigt, so tritt bei parallelen Nicols die Komplementärfarbe auf.

48. Anisotrope Kristalle senkrecht zu einer optischen Achse im parallelen polarisierten Licht. Bei den quadratischen, hexagonalen und trigonalen Kristallen ist die Hauptachse optische Achse, d. h. Richtung

einfacher Brechung der Wellennormalen für Licht jeder Farbe, und eine basische planparallele Platte eines Minerals der genannten Systeme würde sich bei senkrechter Inzidenz im parallelen Licht für jede Farbe und jede Farbkombination, also auch für weißes Licht, genau wie ein isotroper Körper im Polarisationsmikroskop verhalten, wenn wir streng paralleles Licht anwendeten. Wir haben aber immer mehr oder weniger konvergentes Licht (vgl. S. 139) und sehen nur wegen der Einstellung (auf die Oberfläche des Blättchens) und wegen einer Übereinanderlagerung vieler Interferenzbilder nichts von jenen Erscheinungen, wie sie im eigentlichen konvergenten Licht auftreten und in den §§ 51—62 beschrieben werden. *E. Bertrand* hat einen einfachen und sehr lehrreichen Kunstgriff angegeben¹⁾, durch den man sich von dieser Übereinanderlagerung leicht überzeugen kann. Man bedecke ein Achsenpräparat von Kalkspat von 1—2 mm (ev. auch geringerer Dicke) mit einem sehr fein durchlochtem Staniolblättchen und stelle auf dieses Loch ein. Hebt oder senkt man nun den Tubus ein wenig, so sieht man das Kreuz eines einachsigen Minerals von isochromatischen Ringen umgeben. Bringt man 10, 20 oder mehr sehr feine Öffnungen nebeneinander an, die alle im Gesichtsfeld überblickt werden, so sieht man die Erscheinung entsprechend vervielfacht. Nimmt man ein zweiachsiges Mineral senkrecht zur spitzen Bisektrix — eine Aragonitplatte eignet sich gut zu diesem Versuch — so sieht man das Achsenbild eines optisch zweiachsigen Körpers und zwar immer bei Linsenordnung des Instrumentes, die für die eigentliche Beobachtung im parallelen Licht gebräuchlich ist.

Das Gesichtsfeld eines quadratischen oder hexagonalen oder trigonalen Achsenpräparats erscheint nur bei dünnen Blättchen so dunkel wie bei isotropen Körpern; sonst macht sich eine diffuse Aufhellung des Gesichtsfeldes bemerkbar, die mit der Dicke der Platte und mit dem Öffnungswinkel des verwendeten Objektivs zunimmt. Im Dünnschliff können also die optisch einachsigen Mineralien, die parallel zur Basis getroffen sind, den isotropen Körpern sehr ähnlich werden; die Unterscheidung wird möglich, sobald man eine Drehung des Präparats um eine andere als die optische Achse vornimmt oder die Untersuchung im konvergenten Licht ausführt.

Im rhombischen, monoklinen und triklinen System fallen die beiden optischen Achsen nicht mehr mit Symmetrieachsen zusammen; sie erleiden daher eine Dispersion, und es kann streng genommen keinen Schnitt mehr geben, der zugleich für zwei verschiedene Farben senkrecht zu einer optischen Achse wäre. Schon aus diesem Grunde muß sich ein solcher Schnitt anders verhalten, als ein isotropes Blättchen oder ein einachsiges Mineral senkrecht zur optischen Achse. Er zeigt bei jeder Stellung zwischen zwei irgendwie zueinander geneigten Nicols im parallelen

¹⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 3. 1880. 93—96.

weißen Licht ein schwach aufgehelltes Gesichtsfeld, dessen Färbung annähernd den niedrigsten Tönen der *Newtonschen* Farbenskala entspricht.

Aber selbst bei Anwendung von homogenem Licht erscheinen dünne Schnitte aus zweiachsigen Mineralien senkrecht zu einer optischen Achse bei gekreuzten Nicols nicht dunkel, sondern aufgehellt, und zwar gleichmäßig aufgehellt in jeder Stellung bei einer vollen Umdrehung in ihrer Ebene. Diese scheinbare Anomalie wurde früher¹⁾ auf die innere konische Refraktion (s. § 35) zurückgeführt. Nachdem aber *W. Voigt* darauf hingewiesen hat (s. o. S. 119), daß man die konische Refraktion in aller Strenge nur mit aperturlosem Licht beobachten könne und daß die beobachteten Erscheinungen nur eine Annäherung an die von der Theorie geforderten Verhältnisse darstellen, hat *C. Travis*²⁾ gezeigt, daß es sich bei der Aufhellung dieser Schnitte um die gleiche Ursache wie bei den soeben besprochenen einachsigen Kristallen handelt. Wenn die Erscheinung bei den zweiachsigen Kristallen deutlicher hervortritt als bei den einachsigen — wo sie übrigens bei dicken Platten auch recht deutlich zu sehen ist — so hängt dies damit zusammen, daß die isochromatischen hellen Ringe bei den einachsigen Kristallen im allgemeinen größere Apertur haben und daher bald außerhalb der Gesichtsfelder der betreffenden Objektive liegen.

49. Mehrere übereinander liegende anisotrope Blättchen im parallelen polarisierten Licht. Liegen zwei doppelbrechende Blättchen übereinander, so hängen die im polarisierten Licht auftretenden Phänomene ab von der Dicke und Doppelbrechung der Blättchen sowie von der Lage ihrer Hauptschnitte gegeneinander und gegen die Nicolhauptschnitte. Denkt man sich die Blättchen zwischen gekreuzten Nicols, deren Hauptschnitte PP_1 und AA_1 seien (Fig. 112), so übereinander, daß ihre Hauptschnitte HH_1 , $H'H'_1$, JJ_1 , $J'J'_1$ sind, und bezeichnet man die Amplitude der vom Polarisator kommenden Welle mit Om , so wird diese Welle im ersten Blättchen in zwei Wellen zerlegt, die parallel HH_1 und $H'H'_1$ mit den Amplituden Or und Op schwingen. Im zweiten Blättchen wird die Welle Or nach demselben Gesetz in die Wellen Oq und Os , die Welle Op in die Wellen Ot und Ou zerlegt. Beim Eintritt in den Analysator erfährt jede dieser vier Wellen eine nochmalige Zerlegung. Nur die parallel AA_1 schwingenden Komponenten treten durch den Analysator und gelangen mit der Amplitude $Ov = (Ow + Ox + Oy)$, ohne der Gangunterschiede zu gedenken, ins Auge.

Dreht man die beiden Blättchen ohne die gegenseitige Lage ihrer Hauptschnitte zu ändern, so tritt im weißen Licht niemals Dunkelheit ein, solange nicht die Hauptschnitte beider Blättchen gleichzeitig mit denen der Nicols zusammenfallen. Im homogenen Licht findet eine Aus-

¹⁾ Siehe *E. Kalkowsky*, Über die Polarisationsverhältnisse von senkrecht gegen eine optische Achse geschnittenen zweiachsigen Kristallplatten. Z. X. 9. 1884. 486—497.

²⁾ Am. Journ. 29. 1910. 427—435. Ref. Z. X. 52. 1913. 84—86; N. J. 1915. I. 35.

löschung nur statt, wenn die Wegdifferenzen in beiden Blättchen ganze Vielfache der angewandten Wellenlänge sind. Liegt ein Hauptschnitt des einen Blättchens einem Nicolhauptschnitt parallel, so zeigt die Kombination Interferenzfarben, die nur dem andern Blättchen zu verdanken sind; es treten Erscheinungen auf, wie wenn das erste Blättchen gar nicht vorhanden wäre.

Von großer praktischer Bedeutung sind einige Spezialfälle. Liegen die Hauptschnitte beider Blättchen zueinander senkrecht oder parallel, so verhält sich das System der beiden Blättchen mit Beziehung auf den viermaligen Eintritt der Auslöschung des Lichtes zwischen gekreuzten Nicols genau so, wie ein einziges Blättchen. Es kann nun hier entweder die Schwingungsebene der schnelleren Welle in einem Blättchen mit der gleichen Ebene im andern Blättchen parallel laufen, oder es findet dieser

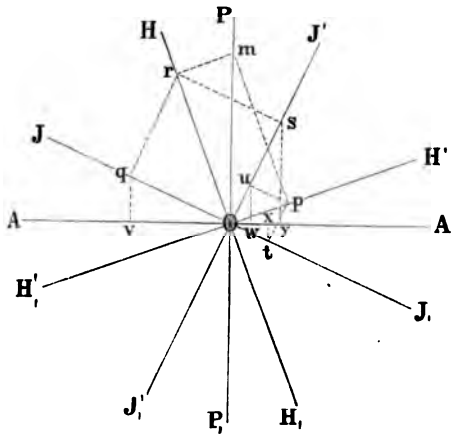


Fig. 112.

Parallelismus zwischen den Schwingungsebenen der schnelleren Welle in dem ersten Blättchen und der langsameren Welle im andern Blättchen statt. Wenn gleichwertige Schwingungsrichtungen oder je die größeren und kleineren optischen Vektoren parallel liegen, so addieren sich die Gangunterschiede und bedingen höhere Interferenzfarben, wenn ungleichwertige Schwingungsrichtungen parallel liegen oder je ein größerer und ein kleinerer Vektor oder die gleichwertigen sich kreuzen, so muß die Interferenzfarbe sinken. Nennt man die Dicken der Blättchen d_1 und d_2 und die Brechungsindizes der die Blättchen senkrecht durchlaufenden Wellen γ_1, a_1 und γ_2, a_2 , so sind die Gangunterschiede $d_1 (\gamma_1 - a_1)$ und $d_2 (\gamma_2 - a_2)$, und die Formel (5) auf S. 148 geht über in

$$\text{Intensität} = R^2 \sin^2 2\varphi \sin^2 \left[180^\circ \frac{d_1 (\gamma_1 - a_1) + d_2 (\gamma_2 - a_2)}{\lambda} \right] \text{ bei Additionslage,}$$

$$\text{Intensität} = R^2 \sin^2 2\varphi \sin^2 \left[180^\circ \frac{d_1 (\gamma_1 - a_1) - d_2 (\gamma_2 - a_2)}{\lambda} \right] \text{ bei Subtraktionslage.}$$

Unter Additionslage versteht man also hier jene Orientierung der beiden Blättchen gegeneinander, wo je die größeren und kleineren Vektoren parallel laufen und daher die Gangunterschiede sich addieren. Unter Subtraktionslage ist die Parallelität des großen Vektors in dem einen Blättchen mit dem kleinen Vektor in dem andern Blättchen gemeint, was eine teilweise oder vollständige Aufhebung der Gangunterschiede zur Folge hat.

Sind die Gangunterschiede in beiden Blättchen gleich groß, so wird der zweite Ausdruck = 0, d. h. bei paralleler Lage der ungleichartigen Vektoren (großer Vektor des einen Blättchens parallel kleinem Vektor des andern) muß Dunkelheit des Gesichtsfeldes eintreten, die auch bei Drehung der Blättchen zwischen gekreuzten Nicols bestehen bleibt. Kennt man daher den relativen Wert der Vektoren in dem einen Blättchen, weiß also, wo der größere von beiden liegt, so kann man nach Einschieben des zweiten Blättchens, durch Beobachtung des Steigens oder Sinkens der Interferenzfarbe, den relativen Wert der Vektoren in diesem zweiten Blättchen bestimmen.

Auf diesen Additions-, Subtraktions- und Kompensationserscheinungen beruht die wichtige und mannigfaltige Anwendung des Gips- (oder Quarz-) Keils, des Gipsblattes vom Rot erster Ordnung und des sog. $\frac{1}{4}$ -Undulationsglimmerblattes zur Bestimmung der relativen Werte der optischen Vektoren und damit des optischen Charakters der Mineralien, worüber näheres in Abteilung 6, Kapitel 9 zu finden ist¹⁾.

50. Anisotrope Zwillingskristalle im parallelen polarisierten Licht.

In Schnitten aus verzwilligten Kristallen müssen sich die den einzelnen Individuen zugehörigen Teile im allgemeinen im polarisierten Licht verschieden verhalten, da die Lage der Teilindividuen gegenüber einer bestimmten kristallographischen Richtung eine umgekehrte ist, und da demnach auch die optischen Ellipsoide keinen Parallelismus mehr aufweisen. Die Dunkelstellung jeder Lamelle wird auch hier wieder erreicht, wenn ihre Hauptschnitte mit den Hauptschnitten von Polarisator und Analysator zusammenfallen. Die Anwendung der in den vorangegangenen Paragraphen abgeleiteten Regeln über das Verhalten doppelbrechender Lamellen im polarisierten Licht lehrt nun, daß bei gewissen Stellungen zwischen gekreuzten Nicols die demselben Zwillingsgesetz gehorchenden Lamellen in einem verzwilligten Kristall im homogenen Licht gleich hell und bei hinreichender Dünne auch bei weißem Licht gleichfarbig erscheinen müssen. *A. Michel-Lévy* hat diesen für die Kenntnis der polysynthetischen Feldspatkristalle wichtigen Gegenstand in einer interessanten Arbeit behandelt: Sur les positions d'égalité lumineuse

¹⁾ Wie diese Interferenzfarben bei der Subtraktionslage zweier Blättchen von deren Absorption beeinflußt werden können, hat *G. Wulff* gezeigt. Z. X. 53. 1914. 236—239.

de deux minéraux juxtaposés en plaque mince. Application aux plages composées d'un mélange de deux minéraux superposés dans l'épaisseur de la plaque (Bull. Soc. Min. Fr. 6. 1883. 219—237)¹⁾.

Nach der Formel auf S. 152 ist die Intensität zweier Blättchen zwischen gekreuzten Nicols bei homogenem Licht

$$J_1^2 = R^2 \sin^2 2\varphi_1 \sin^2 \left[180^\circ \frac{d(\gamma_1 - \alpha_1)}{\lambda} \right], \quad J_2^2 = R^2 \sin^2 2\varphi_2 \sin^2 \left[180^\circ \frac{d(\gamma_2 - \alpha_2)}{\lambda} \right],$$

wo $\gamma_1, \alpha_1, \gamma_2, \alpha_2$ die Brechungsindizes der das Blättchen senkrecht durchlaufenden Wellennormalen, d die Dicke der gleich starken Blättchen und φ_1 und φ_2 die Winkel eines Hauptschnittes jedes Blättchens mit dem Hauptschnitt des Polarisators vorstellen.

Man kann diese Formeln näherungsweise auch für weißes Licht anwenden, wenn man sehr dünne Blättchen (d etwa = 10μ), an denen die chromatische Polarisation noch nicht zu sehen ist, beobachtet. Sind die Lamellen nicht dünn genug, um das Phänomen im weißen Licht gut zu zeigen, so wendet man ein rotes Glas oder Na-Licht an. Bedenkt man ferner, daß $\gamma_1 - \alpha_1$ und $\gamma_2 - \alpha_2$ kleine Werte sind — bei den meisten Feldspäten liegen sie unter 0,010 — so kann man näherungsweise an Stelle des zweiten Sinus in den obigen Ausdrücken den Bogen setzen und demnach schreiben

$$J_1^2 = R^2 \left(\frac{180^\circ d(\gamma_1 - \alpha_1)}{\lambda} \right)^2 \sin^2 2\varphi_1, \quad J_2^2 = R^2 \left(\frac{180^\circ d(\gamma_2 - \alpha_2)}{\lambda} \right)^2 \sin^2 2\varphi_2.$$

Für $\gamma_1 - \alpha_1$ möge B_1 , für $\gamma_2 - \alpha_2$ möge B_2 gesetzt werden, dann muß, wenn beide Blättchen gleiche Helligkeit haben sollen, sein

$$R^2 \left(\frac{180^\circ d B_1}{\lambda} \right)^2 \sin^2 2\varphi_1 = R^2 \left(\frac{180^\circ d B_2}{\lambda} \right)^2 \sin^2 2\varphi_2$$

oder

$$B_1 \sin 2\varphi_1 = \pm B_2 \sin 2\varphi_2. \quad (1)$$

Bezeichnet man den kleinsten Winkel, den die beiden in Zwillingstellung befindlichen Vektoren α_1 und α_2 miteinander bilden, mit 2ϑ , so ist nach Fig. 113

$$\varphi_2 = \varphi_1 + 2\vartheta,$$

und die Gleichung (1) geht für die beiden Vorzeichen über in

$$B_1 \sin 2\varphi_1 = B_2 \sin 2(\varphi_1 + 2\vartheta), \quad B_1 \sin 2\varphi_1 = -B_2 \sin 2(\varphi_1 + 2\vartheta), \quad (2), (3)$$

¹⁾ Siehe auch C. R. 94. 1882. 93—96. 178—180; ferner *Michel-Lévy et Lacroix, Les Minéraux des roches*. 1888. 73—81; ferner *Michel-Lévy, Recherches des axes optiques dans un minéral, pouvant être considéré comme un mélange de deux minéraux déterminés*. Bull. Soc. Min. Fr. 18. 1895. 79—94; *Etude sur la détermination des Feldspaths dans les plaques minces au point de vue de la classification des roches*. Paris 1894, 1896 u. 1904; ferner *C. Viola, Über die gleiche Beleuchtung und die Bestimmung der Feldspäte in den Dünnschliffen*. Z. X. 24. 1895. 475—484.

$$\begin{aligned}
 B_1 \sin 2\varphi_1 &= B_2 (\sin 2\varphi_1 \cos 4\vartheta + \cos 2\varphi_1 \sin 4\vartheta), & B_1 \sin 2\varphi_1 &= -B_2 (\sin 2\varphi_1 \cos 4\vartheta + \cos 2\varphi_1 \sin 4\vartheta), \\
 \sin 2\varphi_1 (B_1 - B_2 \cos 4\vartheta) &= B_2 \cos 2\varphi_1 \sin 4\vartheta, & \sin 2\varphi_1 (B_1 + B_2 \cos 4\vartheta) &= -B_2 \cos 2\varphi_1 \sin 4\vartheta, \\
 \operatorname{tg} 2\varphi_1 &= \frac{B_2 \sin 4\vartheta}{B_1 - B_2 \cos 4\vartheta}, & \operatorname{tg} 2\varphi_1 &= \frac{B_2 \sin 4\vartheta}{B_1 + B_2 \cos 4\vartheta}.
 \end{aligned}
 \tag{4} \tag{5}$$

Da man stets $2\vartheta \ll 90^\circ$, $B_1 \gg B_2$ nehmen kann, so müssen, falls α der kleinste Winkel ist, der für φ_1 gesetzt der Gleichung (4) genügt, alle andern Werte von $\varphi_1 = \alpha + n 90^\circ$ sein (wo $n = 1, 2, 3 \dots$), also immer um 90° voneinander abweichen. Da nun in Gleichung (4) die rechte Seite immer positiv ist ($4\vartheta \ll 180^\circ$; $\sin 4\vartheta > 0$; $B_1 > B_2$, also auch $B_1 > B_2 \cos 4\vartheta$) und also auch $\operatorname{tg} 2\varphi_1$ einen positiven Wert hat, so liegt $2\varphi_1$ im ersten Quadranten und φ_1 zwischen 0° und 45° . Infolgedessen muß auch, weil jetzt $B_1 \sin 2\alpha$ positiv ist, nach Gleichung (2) $B_2 \sin 2(\alpha + 2\vartheta)$ positiv sein; daher ist $2(\alpha + 2\vartheta) < 180^\circ$ und $\alpha + 2\vartheta < 90^\circ$. Die

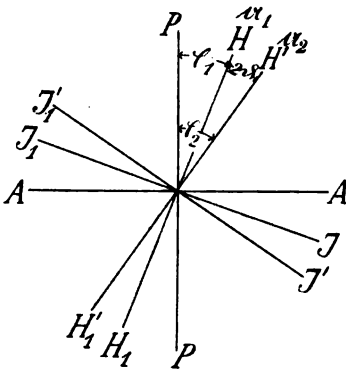


Fig. 113.

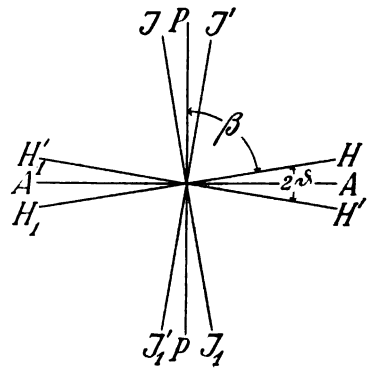


Fig. 114.

Hauptschnitte beider Lamellen liegen demnach auf derselben Seite des Hauptschnittes vom Polarisator (Fig. 113).

Ist in Gleichung (5) β der kleinste Wert, der für φ_1 gesetzt der Gleichung genügt, so müssen die andern Werte $\beta + n 90^\circ$ sein, also wieder um rechte Winkel voneinander abstehen. Da nun nach (5) $\operatorname{tg} 2\beta$ negativ sein soll, so muß β zwischen 45° und 90° liegen; deshalb hat in Gleichung (3) die linke Seite immer einen positiven Wert. Die rechte Seite dieser Gleichung (3) wird aber nur dann ebenfalls einen solchen positiven Wert annehmen, wenn $2(\varphi_1 + 2\vartheta)$ im dritten und vierten Quadranten liegt oder $2(\beta + 2\vartheta) > 180^\circ$ oder $\beta + 2\vartheta > 90^\circ$ ist. Es müssen demnach die Hauptschnitte der beiden Lamellen auf verschiedenen Seiten des Hauptschnittes des Polarisators oder Analysators liegen (Fig. 114).

Die positiven Werte für $\operatorname{tg} 2\varphi$ geben für die Zwillingslamellen bei einer vollen Drehung in ihrer Ebene vier Stellungen gleicher Lichthelle α , $\alpha + 90^\circ$, $\alpha + 180^\circ$, $\alpha + 270^\circ$; ebenso erhält man aus den negativen Werten von $\operatorname{tg} 2\varphi_1$ vier Stellungen gleicher Lichthelle der Zwillingslamellen zwischen gekreuzten Nicols, nämlich β , $\beta + 90^\circ$, $\beta + 180^\circ$,

$\beta + 270^\circ$. Somit werden bei einer vollen Umdrehung die Zwillingslamellen achtmal gleiche Lichthelle besitzen.

Wenn der Schnitt ein System von Zwillingslamellen nicht senkrecht zur Verwachsungsebene getroffen hat, so müssen zwischen je zwei angrenzenden Zwillingslamellen Streifen vorhanden sein, die aus übereinander liegenden Keilen der beiden angrenzenden Zwillingslamellen bestehen. Auch für diese Verhältnisse hat *Michel-Lévy*¹⁾ die Formeln abgeleitet, wonach bei den durch die Winkel

$$\varphi_1 = \alpha + n 90^\circ \quad n = 1, 2, 3 \dots$$

bedingten vier Stellungen, die aus übereinander gelagerten Partien bestehenden Streifen ebenso hell erscheinen, wie die angrenzenden Lamellen, während bei den andern, den Winkeln

$$\varphi_1 = \beta + n 90^\circ \quad n = 1, 2, 3 \dots$$

entsprechenden Stellungen, die Streifen vollständige Auslöschung zeigen.

Dasselbe Verhalten zeigen auch polysynthetische Kristalle, in denen nicht zwei, sondern viele Lamellen beiderlei Stellung miteinander abwechseln.

Dritter Abschnitt.

Interferenzerscheinungen im konvergenten polarisierten Licht.

51. Vorbemerkung. Wenn die Beobachtung im parallelen polarisierten Licht Mittel an die Hand gibt, die Lage der optischen Vektoren in einem doppelbrechenden Blättchen zu bestimmen und aus einer Anzahl solcher Bestimmungen das Kristallsystem und den optischen Charakter abzuleiten, sowie die Größe der Doppelbrechung annähernd oder genau festzulegen, so dient die Beobachtung im konvergenten polarisierten Licht zur Unterscheidung der einachsigen Kristalle von den zweiachsigen, zur Bestimmung der Dispersionen, des optischen Charakters und ermöglicht endlich die Entscheidung, ob ein im parallelen polarisierten Licht isotropes Blättchen einem isotropen oder einem anisotropen senkrecht zur optischen Achse getroffenen Körper angehört.

Die Interferenzbilder im konvergenten Licht setzen sich aus zwei Teilen zusammen, die hier getrennt behandelt werden mögen. Bei dem einen handelt es sich um die infolge der verschiedenen Gangunterschiede entstehenden Interferenzfarben und die daraus sich bildenden isochromatischen Kurven, bei dem andern um dunkle Barren und Büschel, die man als Isogyren bezeichnet und die ihre Ursache in den verschiedenen Schwingungsrichtungen im Gesichtsfeld haben.

Unter den Forschern, die dieses Beobachtungsgebiet erschlossen haben, ist vor allem *David Brewster* zu nennen mit Publikationen aus den Jahren 1814 und 1818: On the affections of light transmitted through

¹⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 6. 1883. 222—224; s. auch *Minéraux des roches* 77—79.

crystallized bodies und: On the laws of polarisation and double refraction in regularly crystallized bodies¹⁾. *Brewster* hat als erster die optisch zweiachsigen Kristalle erkannt und von den optisch einachsigen geschieden. Ein Ausdruck für die in irgendeiner beliebigen Richtung im Raume auftretenden Gangunterschiede in anisotropen Medien wurde von *J. B. Biot*²⁾ auf empirischem Wege gefunden, ohne daß er indessen schon Strahlenachsen und optische Achsen streng unterschieden hätte. Auf Grund der inzwischen von *Fresnel* ermittelten Gesetze wurden dann von *F. Neumann*³⁾ die Formeln abgeleitet, deren geometrische Konstruktion *A. Bertin*⁴⁾ in seinen isochromatischen Flächen oder Flächen gleichen Gangunterschiedes durchführte. Mit Hilfe dieser *Bertinschen* Flächen gelingt es, die überaus mannigfaltigen Interferenzerscheinungen der isochromatischen Kurven zu übersehen, die an planparallelen Kristallplatten im konvergenten polarisierten Licht auftreten. Um das Studium der Isogyren und ihre praktische Verwendung bei der mikroskopischen Beobachtung hat sich besonders *F. Becke* verdient gemacht. Er hob sehr richtig hervor, daß die Gangunterschiede im Dünnschliff oft nur Bruchteile von Wellenlängen betragen und daher überhaupt keine isochromatischen Kurven zustande kommen lassen, daß also das ganze Gesichtsfeld dann farblos im Weiß oder Grau erster Ordnung erscheint, während die Büschel und Barren als einzige charakteristische Erscheinung übrig bleiben⁵⁾.

52. Isochromatische Flächen oder Flächen gleichen Gangunterschiedes⁶⁾. Die Entwicklung der Formeln für die isochromatischen Flächen ist so verwickelt, daß eine Disposition (in vier Schritten I—IV) vorangehen möge.

Der Gangunterschied werde wieder, wie in § 45, im allgemeinen mit $s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1}$ bezeichnet. Für diesen Gangunterschied wird zuerst folgender Ausdruck abgeleitet:

$$\text{I.} \quad s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = d \sin i \frac{\sin(r_1 - r_2)}{\sin r_1 \sin r_2}.$$

d ist die Dicke des durchstrahlten Blättchens, i der Einfallswinkel der Wellennormale, die sich in zwei Wellennormalen mit den Brechungswinkel r_1 und r_2 ($r_1 > r_2$) spaltet. — Mit Hilfe des *Snelliusschen* Brechungsgesetzes $\frac{\sin i}{n} = \frac{\sin r_1}{a_1} = \frac{\sin r_2}{c_1}$, wo a_1 und c_1 die zu den unter

1) Philos. Trans. 1814. 187—218; 1818. 199—272.

2) Besonders in den Jahren 1812—1814; s. auch sein Lehrb. d. Experimentalphysik. 2. Aufl. d. deutschen Bearbeitung. 4. 1829. 346 ff.

3) Pogg. Ann. 33. 1834. 257—281.

4) Ann. Chim. Phys. 63. 1861. 57—92.

5) *F. Becke*, Optische Untersuchungsmethoden. Denkschr. Wien. Akad. 75. 1904. 64 ff.; T. M. P. M. 24. 1905. 1—34; 27. 1908. 177—178.

6) Ich folge hier vielfach den Ausführungen *Th. Liebischs*, Phys. Kristallogr. 1891. 455—460.

r_1 und r_2 gebrochenen Wellennormalen gehörenden Geschwindigkeiten bezeichnen, und wo n die Geschwindigkeit in Luft bedeutet, und nach Einführung eines mittleren Brechungswinkels r an Stelle von r_1 und r_2 , sowie der mittleren Geschwindigkeit b an Stelle von $\frac{a+c}{2}$, geht die

Formel I in folgende Gestalt über

$$\text{II.} \quad s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = \frac{d}{\cos r} n \frac{a_1 - c_1}{b^2}.$$

Eine weitere Überlegung führt zu dem Ausdruck

$$\text{III.} \quad a_1 - c_1 = (a - c) \sin \varphi \sin \varphi',$$

wo φ und φ' die Winkel der Wellennormale mittlerer Lage mit den optischen Achsen darstellen.

Ferner gelangt man durch Vereinigung der Ausdrücke II und III zu der Schlußformel

$$\text{IV.} \quad s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = \frac{d}{\cos r} n \frac{a - c}{b^2} \sin \varphi \sin \varphi'.$$

I.

Auf ein doppelbrechendes Blättchen falle unter dem Winkel i (Fig. 115) eine Wellennormale linear polarisierten Lichtes AB , die sich im Blättchen in zwei Wellennormalen BC und BC_1 spaltet. Nach dem Durchlaufen des Blättchens treten diese Wellennormalen wieder parallel zur Einfallrichtung aus, sodaß also $AB \parallel CD \parallel C_1 D_1$.

Von vielen unter dem Winkel i einfallenden Wellennormalen lassen sich immer zwei (z. B. AB und $A_1 B_1 B_2$) finden, die so gebrochen werden wie $B_2 C_1$ und BC_1 , daß sie nicht nur in der gleichen Richtung, sondern auch in dem gleichen Punkt (C_1) die Platte verlassen. Zwei solche Wellennormalen bieten unter den in § 43 angegebenen Bedingungen die Möglichkeit zu interferieren. Der für sie in Frage kommende Gangunterschied beim Austritt im Punkt C_1 ist von grundlegender Bedeutung für die Erscheinungen im konvergenten Licht.

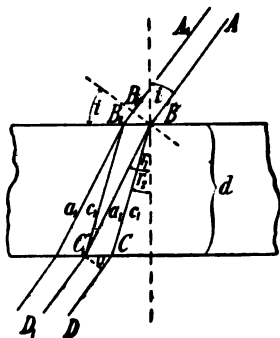


Fig. 115.

Bis zur Linie BB_1 (senkrecht auf AB und $A_1 B_1$) haben die beiden einfallenden Wellen, die wir uns aus ein und demselben weit entfernten leuchtenden Punkt hervorgegangen denken, gleiche Strecken zurückgelegt und befinden sich daher in gleichem Schwingungszustand; sie haben keinen Gangunterschied. Nennt man a_1 und c_1 die Geschwindigkeiten der beiden Wellen im Blättchen, n die Geschwindigkeit in Luft, ferner t_{a_1} die Zeit zum Durchlaufen der Strecke BC_1 , t_{γ_1} zum Durchlaufen von $B_1 B_2 + B_2 C_1$, so ist:

$$t_{\alpha_1} = \frac{B C_1}{a_1}, \quad t_{\gamma_1} = \frac{B_1 B_2}{n} + \frac{B_2 C_1}{c_1}.$$

Während dieser Zeiten t_{α_1} und t_{γ_1} würden in Luft die Strecken s_{α_1} und s_{γ_1} durchlaufen, wo

$$s_{\alpha_1} = n t_{\alpha_1}, \quad s_{\gamma_1} = n t_{\gamma_1},$$

sodaß der Gangunterschied ist:

$$s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = B_1 B_2 + \frac{n}{c_1} B_2 C_1 - \frac{n}{a_1} B C_1. \quad (1)$$

Nennt man die Dicke des Blättchens d , so ist nach Fig. 115

$$B_1 B_2 = B B_2 \sin i, \quad \text{wo } B B_2 (= C_1 C) = B C_1 \sin r_1 - B_2 C_1 \sin r_2,$$

$$B_2 C_1 (= B C) = \frac{d}{\cos r_2}, \quad B C_1 = \frac{d}{\cos r_1};$$

und setzt man diese Werte in (1) ein, so folgt:

$$s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = \frac{d \sin r_1}{\cos r_1} \sin i - \frac{d \sin r_2}{\cos r_2} \sin i + \frac{n d}{c_1 \cos r_2} - \frac{n d}{a_1 \cos r_1},$$

$$s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = n d \left[\frac{1}{\cos r_1} \left(\frac{\sin i}{n} \sin r_1 - \frac{1}{a_1} \right) - \frac{1}{\cos r_2} \left(\frac{\sin i}{n} \sin r_2 - \frac{1}{c_1} \right) \right].$$

Nun ist nach dem *Snelliusschen* Gesetz für die Wellennormalen

$$\frac{\sin i}{n} = \frac{\sin r_1}{a_1} = \frac{\sin r_2}{c_1} \quad (2)$$

und demnach

$$s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = n d \left(\frac{\sin^2 r_1 - 1}{a_1 \cos r_1} - \frac{\sin^2 r_2 - 1}{c_1 \cos r_2} \right),$$

$$s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = n d \left(\frac{\cos r_2}{c_1} - \frac{\cos r_1}{a_1} \right) 1).$$

Mit Hilfe der Gleichungen (2) läßt sich diese Gleichung auch schreiben

$$s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = d \sin i (\cotg r_2 - \cotg r_1)$$

oder da

$$\cotg r_2 - \cotg r_1 = \frac{1 + \cotg r_1 \cotg r_2}{\cotg (r_1 - r_2)} = \frac{\frac{\sin r_1 \sin r_2 + \cos r_1 \cos r_2}{\sin r_1 \sin r_2}}{\frac{\cos (r_1 - r_2)}{\sin (r_1 - r_2)}} = \frac{\sin (r_1 - r_2)}{\sin r_1 \sin r_2},$$

so ergibt sich

$$s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = d \sin i \frac{\sin (r_1 - r_2)}{\sin r_1 \sin r_2}. \quad (I)$$

¹⁾ Über eine geometrische Deutung dieser Formel s. *G. Wulff*, Zur Geometrie der Doppelbrechung. Ann. Phys. 18. 1905. 579—589. Ref. Z. X. 44. 1908. 174—175.

II.

Da nun

$$\begin{aligned}\sin(r_1 - r_2) \sin(r_1 + r_2) &= (\sin r_1 \cos r_2 - \cos r_1 \sin r_2)(\sin r_1 \cos r_2 + \cos r_1 \sin r_2) \\ &= \sin^2 r_1 \cos^2 r_2 - \cos^2 r_1 \sin^2 r_2 \\ &= \sin^2 r_1 (1 - \sin^2 r_2) - (1 - \sin^2 r_1) \sin^2 r_2 \\ &= \sin^2 r_1 - \sin^2 r_2,\end{aligned}$$

so kann die Gleichung I auch geschrieben werden

$$s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = d \sin i \frac{\sin^2 r_1 - \sin^2 r_2}{\sin r_1 \sin r_2 \sin(r_1 + r_2)},$$

die unter abermaliger Benutzung des *Snelliusschen* Gesetzes übergeht in

$$s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = d \sin i \frac{1}{n^2} \frac{\sin^2 i (a_1^2 - c_1^2)}{\sin r_1 \sin r_2 \sin(r_1 + r_2)}.$$

Zur Vereinfachung der weiteren Entwicklung wollen wir die bei den meisten Substanzen nur wenig voneinander abweichenden Winkel r_1 und r_2 einander gleich setzen und dafür einen mittleren Wert r annehmen; dann lautet die letzte Gleichung:

$$\begin{aligned}s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} &= d \sin i \frac{1}{n^2} \frac{\sin^2 i (a_1^2 - c_1^2)}{\sin^2 r \cdot 2 \sin r \cos r}, \\ s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} &= \frac{d}{\cos r} \frac{\sin^2 i (a_1^2 - c_1^2)}{n^2 \cdot 2 \sin^3 r}.\end{aligned}$$

Um auch im Nenner den Winkel r durch i auszudrücken, möge als fernere Näherung angenommen werden, daß die zwischen BC und BC_1 (Fig. 115) unter dem Winkel r geneigte Wellennormale die mittlere Geschwindigkeit $\frac{a_1 + c_1}{2}$ habe, sodaß mit Berücksichtigung des *Snelliusschen* Gesetzes

$$\sin^3 r = \left(\frac{a_1 + c_1}{2}\right)^3 \frac{\sin^3 i}{n^3} \text{ ist,}$$

dann folgt

$$\begin{aligned}s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} &= \frac{d}{\cos r} n \frac{a_1^2 - c_1^2}{2 \left(\frac{a + c}{2}\right)^3}, \\ s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} &= \frac{d}{\cos r} n \frac{(a_1 - c_1)(a_1 + c_1)}{\left(\frac{a + c}{2}\right)^2 (a + c)}.\end{aligned}$$

Setzt man weiter näherungsweise

$$\begin{aligned}a_1 + c_1 &= a + c, \\ \frac{a + c}{2} &= b = \text{mittlere Geschwindigkeit,}\end{aligned}$$

so ist

$$s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = \frac{d}{\cos r} n \frac{a_1 - c_1}{b^2}. \quad (\text{II})$$

III.

F. Neumann hat gezeigt¹⁾, daß man die Geschwindigkeiten a_1 und c_1 zweier aus einer einfallenden Wellennormale hervorgegangener Wellennormalen durch die Hauptlichtgeschwindigkeiten a und c und die Winkel der Wellennormalen gegen die optischen Achsen (φ_1 und φ_1' , φ_2 und φ_2') folgendermaßen ausdrücken kann:

$$a_1^2 = \frac{a^2 + c^2}{2} + \frac{a^2 - c^2}{2} \cos(\varphi_1' - \varphi_1)$$

$$c_1^2 = \frac{a^2 + c^2}{2} + \frac{a^2 - c^2}{2} \cos(\varphi_2' + \varphi_2).$$

Im Sinne der bisherigen Annäherungen läßt sich auch hier der Winkel, den die beiden Wellennormalen miteinander bilden, als verschwindend klein betrachten, sodaß gesetzt werden kann:

$$\varphi_1' = \varphi_2' = \varphi', \quad \varphi_1 = \varphi_2 = \varphi;$$

dann lauten die *Neumannschen* Formeln

$$a_1^2 = \frac{a^2 + c^2}{2} + \frac{a^2 - c^2}{2} \cos(\varphi - \varphi'),$$

$$c_1^2 = \frac{a^2 + c^2}{2} + \frac{a^2 - c^2}{2} \cos(\varphi + \varphi').$$

Die Ableitung geschehe an Hand der Fig. 116, die als eine um die Indikatrix mit den Hauptdimensionen α , β , γ gelegte stereographische Projektion zu denken ist. Die beiden aus einer Wellennormale in Luft hervorgegangenen Wellennormalen im Kristall denke man sich zusammenfallend durch den Pol N dargestellt. Die zugehörigen, durch die *Fresnelsche* Konstruktion (§ 33) gefundenen Schwingungsrichtungen sind die Tangenten an die gestrichelten Kreise NP und NP' . Stellt man sich nun vor, daß eine Konstruktionskugel mit dem in der Zeichnung nicht sichtbaren Mittelpunkt O um die Indikatrix gelegt ist, so treffen die Radien OP und OP' die Indikatrix in den Vektoren α_1 und γ_1 , deren reziproke Werte die Lichtgeschwindigkeiten a_1 und c_1 sind. Der eine Vektor OP bildet mit der optischen Achse A und B die Winkel χ und χ' . Diese beiden Winkel mögen zunächst durch den Achsenwinkel $2V$ und die Winkel der Normalen N mit den beiden optischen Achsen A und B ausgedrückt werden, dann ist nach dem Kosinussatz

¹⁾ Pogg. Ann. 33. 1834. 275—278; s. auch *A. Beer*, Einleitung in die höhere Optik. 1882. 301—303.

$$\text{im } \triangle PAN: \cos \chi = \sin \varphi \cos \left(R + \frac{\delta}{2} \right) = -\sin \varphi \sin \frac{\delta}{2}, \quad (1)$$

$$\text{im } \triangle PBN: \cos \chi' = \sin \varphi' \sin \frac{\delta}{2}, \quad (2)$$

$$\text{im } \triangle NBA: \cos \delta = \frac{\cos 2V - \cos \varphi \cos \varphi'}{\sin \varphi \sin \varphi'},$$

$$1 - \cos \delta = 2 \sin^2 \frac{\delta}{2} = \frac{\sin \varphi \sin \varphi' + \cos \varphi \cos \varphi' - \cos 2V}{\sin \varphi \sin \varphi'} \\ = \frac{\cos(\varphi - \varphi') - \cos 2V}{\sin \varphi \sin \varphi'}. \quad (3)$$

Aus (1) und (3) sowie (2) und (3) folgt

$$\cos \chi = -\sin \varphi \sqrt{\frac{\cos(\varphi - \varphi') - \cos 2V}{2 \sin \varphi \sin \varphi'}}, \quad (4)$$

$$\cos \chi' = \sin \varphi' \sqrt{\frac{\cos(\varphi - \varphi') - \cos 2V}{2 \sin \varphi \sin \varphi'}}. \quad (5)$$

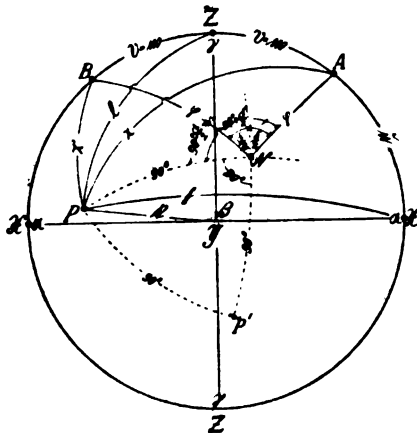


Fig. 116.

Diese Formeln (4) und (5) geben also die Richtung des Vektors OP durch die Größen φ , φ' und $2V$ an. Seine Länge a_1 wird durch folgende Betrachtung gefunden.

Es seien h, l, i die Winkel, die der Vektor OP mit der Koordinatenachse x, y, z bildet, dann lauten die Koordinaten seines Endpunktes

$$x = a_1 \cos h,$$

$$y = a_1 \cos l,$$

$$z = a_1 \cos i.$$

Diese Werte in die Gleichung der Indikatrix

$$\frac{x^2}{\alpha^2} + \frac{y^2}{\beta^2} + \frac{z^2}{\gamma^2} = 1 \quad (\text{S. 109})$$

oder
eingesetzt, ergibt

$$x^2 a^2 + y^2 b^2 + z^2 c^2 = 1$$

oder da immer

$$\alpha_1^2 (a^2 \cos^2 h + b^2 \cos^2 f + c^2 \cos^2 l) = 1$$

$$\cos^2 h + \cos^2 f + \cos^2 l = 1^1),$$

$$\cos^2 f = 1 - \cos^2 h - \cos^2 l,$$

so folgt

$$\alpha_1^2 [a^2 \cos^2 h + b^2 (1 - \cos^2 h - \cos^2 l) + c^2 \cos^2 l] = 1$$

$$\alpha_1^2 [(a^2 - b^2) \cos^2 h + (c^2 - b^2) \cos^2 l + b^2] = 1. \quad (6)$$

Nun gilt für den Winkel χ zweier Geraden, die die Winkel $h f l$ und $u v w$ mit den Koordinatenachsen einschließen, der Satz

$$\cos \chi = \cos h \cos u + \cos f \cos v + \cos l \cos w.$$

Wenden wir diesen Satz auf die Verhältnisse in Fig. 116 an, wo der Vektor OP die Winkel $h f l$, und die optischen Achsen A und B die Winkel $u v w$ und $(180^\circ - u) v w$ (in beiden Fällen $v = 90^\circ$, $\cos v = 0$) mit den Koordinatenachsen einschließen, so folgt

$$\cos \chi = \cos h \cos u + \cos l \cos w,$$

$$\cos \chi' = -\cos h \cos u + \cos l \cos w.$$

oder

$$\cos h = \frac{\cos \chi - \cos \chi'}{2 \cos u}, \quad \cos l = \frac{\cos \chi + \cos \chi'}{2 \cos w}. \quad (7)$$

Setzt man diese Werte von (7) in (6) ein, so ergibt sich

$$\alpha_1^2 \left[\frac{a^2 - b^2}{4 \cos^2 u} (\cos \chi - \cos \chi')^2 + \frac{c^2 - b^2}{4 \cos^2 w} (\cos \chi + \cos \chi')^2 + b^2 \right] = 1. \quad (8)$$

1)

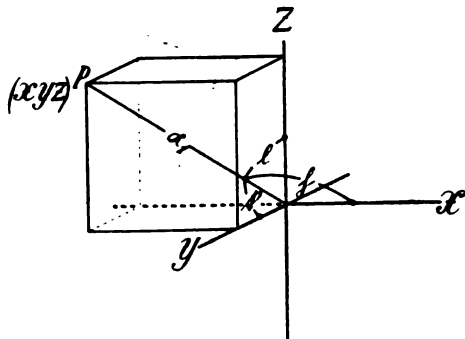


Fig. 117.

$$\alpha_1^2 = x^2 + y^2 + z^2; \quad \cos h = \frac{x}{\alpha_1}; \quad \cos f = \frac{y}{\alpha_1}; \quad \cos l = \frac{z}{\alpha_1};$$

$$\cos^2 h + \cos^2 f + \cos^2 l = \frac{x^2 + y^2 + z^2}{\alpha_1^2} = \frac{x^2 + y^2 + z^2}{x^2 + y^2 + z^2} = 1.$$

Ferner ist nach § 36 für den Winkel V über der Bisektrix γ

$$\cos V = \frac{\alpha}{\beta} \sqrt{\frac{\gamma^2 - \beta^2}{\gamma^2 - \alpha^2}} = \sqrt{\frac{b^2 - c^2}{a^2 - c^2}},$$

und für den Winkel $90^\circ - V$ über der Bisektrix α

$$\cos(90^\circ - V) = \frac{\gamma}{\beta} \sqrt{\frac{\alpha^2 - \beta^2}{\alpha^2 - \gamma^2}} = \sqrt{\frac{b^2 - a^2}{c^2 - a^2}}.$$

Da nun

$$V = w \text{ und } 90^\circ - V = u,$$

so nimmt nach Einsetzung der Wurzelwerte die Gleichung (8) folgende Gestalt an

$$\alpha_1^2 \left[\frac{a^2 - b^2}{4 \frac{b^2 - a^2}{c^2 - a^2}} (\cos \chi - \cos \chi')^2 + \frac{c^2 - b^2}{4 \frac{b^2 - c^2}{a^2 - c^2}} (\cos \chi + \cos \chi')^2 + b^2 \right] = 1$$

oder

$$\begin{aligned} \frac{1}{\alpha_1^2} &= \frac{a^2 - c^2}{4} \left[(\cos \chi - \cos \chi')^2 - (\cos \chi + \cos \chi')^2 \right] + b^2, \\ \frac{1}{\alpha_1^2} &= b^2 - (a^2 - c^2) \cos \chi \cos \chi'. \end{aligned} \quad (9)$$

Aus der Gleichung (4) und (5) erhält man den Ausdruck

$$\cos \chi \cos \chi' = \frac{\cos 2V - \cos(\varphi - \varphi')}{2};$$

dieser in (9) eingesetzt ergibt

$$\frac{1}{\alpha_1^2} = \alpha_1^2 = b^2 - \frac{a^2 - c^2}{2} \left[\cos 2V - \cos(\varphi - \varphi') \right]. \quad (10)$$

Nun ist

$$1 + \cos 2V = 2 \cos^2 V = 2 \frac{b^2 - c^2}{a^2 - c^2},$$

und daher nimmt Gleichung (10) folgende Gestalt an

$$\begin{aligned} \alpha_1^2 &= b^2 - \frac{a^2 - c^2}{2} \left[\frac{2b^2 - 2c^2 - a^2 + c^2}{a^2 - c^2} - \cos(\varphi - \varphi') \right], \\ \alpha_1^2 &= b^2 - b^2 + \frac{a^2 + c^2}{2} + \frac{a^2 - c^2}{2} \cos(\varphi - \varphi'), \\ \alpha_1^2 &= \frac{a^2 + c^2}{2} + \frac{a^2 - c^2}{2} \cos(\varphi - \varphi'). \end{aligned} \quad (11)$$

Ganz analog erhält man für den Vektor OP'

$$\alpha_1^2 = \frac{a^2 + c^2}{2} + \frac{a^2 - c^2}{2} \cos(\varphi + \varphi'). \quad (12)$$

Aus (11) und (12) entsteht

$$a_1^2 - c_1^2 = \frac{a^2 - c^2}{2} \left[\cos(\varphi - \varphi') - \cos(\varphi + \varphi') \right]$$

$$a_1^2 - c_1^2 = \frac{a^2 - c^2}{2} \left(\cos \varphi \cos \varphi' + \sin \varphi \sin \varphi' - \cos \varphi \cos \varphi' + \sin \varphi \sin \varphi' \right)$$

$$a_1^2 - c_1^2 = (a^2 - c^2) \sin \varphi \sin \varphi'. \quad (13)$$

Setzt man nun näherungsweise $a_1 + c_1 = a + c$, so gelangt man endlich zu der Formel

$$a_1 - c_1 = (a - c) \sin \varphi \sin \varphi'. \quad (III)$$

IV.

Durch Vereinigung der Formeln II und III ergibt sich die in der Disposition S. 161 angegebene Schlußformel

$$s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = \frac{d}{\cos r} n \frac{a - c}{b^2} \sin \varphi \sin \varphi'. \quad (IV)$$

Hiernach stellt sich der Gangunterschied dar als eine Funktion

$$1. \text{ der Länge des durchlaufenen Weges im Kristall } \frac{d}{\cos r},$$

¹⁾ Setzt man an Stelle der Geschwindigkeiten die Brechungsindizes, so erscheinen die Gleichungen (11) und (12) in der Form:

$$\frac{1}{\alpha_1^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\alpha^2} + \frac{1}{\gamma^2} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \cos(\varphi' - \varphi),$$

$$\frac{1}{\gamma_1^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\alpha^2} + \frac{1}{\gamma^2} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \cos(\varphi' + \varphi)$$

oder, wenn man die Glieder mit $1/\alpha^2$ und $1/\gamma^2$ zusammenfaßt und bedenkt, daß $1 - \cos \alpha = 2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}$; $1 + \cos \alpha = 2 \cos^2 \frac{\alpha}{2}$ ist, so folgt:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\alpha_1^2} &= \frac{1}{\alpha^2} \cos^2 \frac{\varphi' - \varphi}{2} + \frac{1}{\gamma^2} \sin^2 \frac{\varphi' - \varphi}{2} \\ \frac{1}{\gamma_1^2} &= \frac{1}{\alpha^2} \cos^2 \frac{\varphi' + \varphi}{2} + \frac{1}{\gamma^2} \sin^2 \frac{\varphi' + \varphi}{2} \end{aligned} \right\} \text{Hieraus ergibt sich die obige} \\ \text{Neumannsche Gleichung (13)} \\ \text{in folgender Form:}$$

$$\frac{1}{\alpha_1^2} - \frac{1}{\gamma_1^2} = \left(\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \left(\cos^2 \frac{\varphi' - \varphi}{2} - \cos^2 \frac{\varphi' + \varphi}{2} \right)$$

$$\text{oder } \frac{1}{\alpha_1^2} - \frac{1}{\gamma_1^2} = \left(\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \left(2 \sin \frac{\varphi'}{2} \cos \frac{\varphi'}{2} \cdot 2 \sin \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\varphi}{2} \right),$$

$$\frac{1}{\alpha_1^2} - \frac{1}{\gamma_1^2} = \left(\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \sin \varphi \sin \varphi'.$$

Ähnlich lautete die Formel, die *Biot* auf empirischem Wege gefunden hatte (s. § 50). Näherungsweise kann man seine Formel nämlich schreiben

$$\text{oder } \frac{\gamma_1 - \alpha_1}{\gamma - \alpha} = \sin \varphi \sin \varphi'.$$

Hierfür hat *F. E. Wright* eine einfache graphische Lösung angegeben. Am Journ. 24. 1907. 330. Über ihre Benützung zur Ermittlung von $(\gamma - \alpha)$ aus beliebigen Schliften s. *H. Tertsch*, T. M. P. M. 29. 1910. 520.

2. der Hauptlichtgeschwindigkeiten a , b und c im Kristall und der Lichtgeschwindigkeit n in Luft,
3. der mittleren Neigungen φ und φ' der durch Doppelbrechung entstandenen beiden Wellennormalen gegen die optischen Achsen.

Setzen wir die Länge des durchlaufenen Weges im Kristall

$$\frac{d}{\cos r} = \varrho$$

und die Konstante

$$n \frac{a - c}{b^2} = K,$$

so können wir die Formel IV auch schreiben:

$$s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = \varrho K \sin \varphi \sin \varphi'. \tag{14}$$

Konstruiert oder berechnet man nach dieser Formel (14) die zu einem bestimmten Gangunterschied $s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1}$ gehörenden Weglängen ϱ für alle Raumrichtungen — also für möglichst verschiedene Werte von φ und φ' — so gelangt man zur Fläche gleichen Gangunterschiedes oder zur isochromatischen Fläche *Bertins*.

Für optisch einachsige Kristalle wird $\varphi = \varphi'$ und $s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = \pm (s_{\varepsilon_1} - s_{\omega})$, sodaß die Formel übergeht in

$$\pm (s_{\varepsilon_1} - s_{\omega}) = \varrho K \sin^2 \varphi. \tag{15}$$

Diese Gleichung stellt die Querschnittskurve einer Rotationsfläche mit der optischen Achse als Drehachse dar.

Berechnet man hieraus ϱ ,

$$\varrho = \frac{\pm (s_{\varepsilon_1} - s_{\omega})}{K} \frac{1}{\sin^2 \varphi}, \tag{16}$$

indem man für $\pm (s_{\varepsilon_1} - s_{\omega}) : K$ irgend eine konstante Zahl wählt und $\varphi = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ \dots$ einsetzt, so erhält man die Zentralabstände einzelner Punkte der in Fig. 118 gezeichneten Querschnittskurve.

Die Kurve läßt sich leicht konstruieren. Man schlägt dazu mit dem Radius $\pm (s_{\varepsilon_1} - s_{\omega}) : K = r$ einen Kreis, zieht unter einem beliebigen Winkel φ den Radius 1.2, legt die Tangente 2.3 und errichtet in 3 ein Lot 3.4 auf der X-Achse. Im Schnittpunkt 4 dieses Lotes mit dem passend verlängerten Radius 1.2 befindet sich ein Punkt der Kurve; denn es ist

$$\frac{1.2}{1.3} = \sin \varphi; \quad \frac{1.3}{1.4} = \sin \varphi; \quad \frac{1.4}{1.2} = \frac{\varrho}{r} = \frac{1}{\sin^2 \varphi}.$$

Von der isochromatischen Fläche optisch zweiachsiger Kristalle kann man eine Vorstellung erhalten, wenn man die Schnittkurven der durch die Gleichung

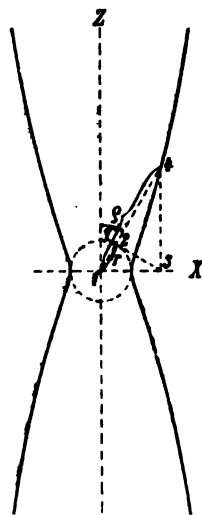


Fig. 118.

$$\rho = \frac{\pm (s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1})}{K} \frac{1}{\sin \varphi \sin \varphi'} \quad (17)$$

dargestellten Flächen mit ihren drei Symmetrieebenen berechnet und zeichnet.

In den stereographischen Projektionen Fig. 119, 120, 121 seien A und B die optischen Achsen ($AB = 2V$) eines zweiachsigen Kristalls, W die Richtungen, die mit einer Symmetrieachse den Winkel w einschließen, φ und φ' die Winkel dieser Richtung mit den optischen Achsen, dann ist

- für alle Kurvenpunkte der vertikalen, von rechts nach links gehenden Symmetrieebene:

$$\varphi = w - V; \quad \varphi' = w + V \quad (\text{Fig. 119});$$

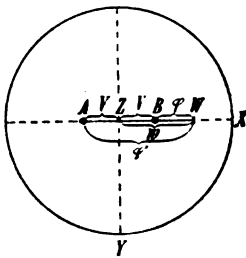


Fig. 119.

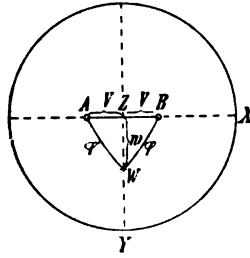


Fig. 120.

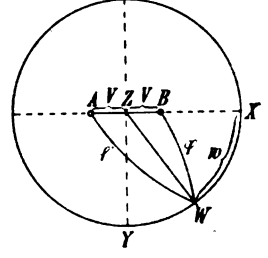


Fig. 121.

- für alle Kurvenpunkte der vertikalen, von vorne nach hinten gehenden Symmetrieebene:

$$\varphi = \varphi'; \quad \text{also } \sin \varphi \sin \varphi' = \sin^2 \varphi = 1 - \cos^2 w \cos^2 V^1) \quad (\text{Fig. 120});$$

- für alle Kurvenpunkte der horizontal liegenden Symmetrieebene (Fig. 121):

$$\sin \varphi \sin \varphi' = 1 - \cos^2 w \sin^2 V;$$

denn aus den rechtseitigen Dreiecken AWZ und BWZ folgt nach dem Kosinussatz

$$\begin{aligned} \cos \varphi &= \cos w \sin V, \\ \cos \varphi' &= -\cos w \sin V, \\ \cos^2 \varphi &= \cos^2 \varphi', \\ \sin^2 \varphi \sin^2 \varphi' &= (1 - \cos^2 \varphi) (1 - \cos^2 \varphi'), \\ \sin^2 \varphi \sin^2 \varphi' &= (1 - \cos^2 \varphi)^2, \\ \sin \varphi \sin \varphi' &= 1 - \cos^2 w \sin^2 V. \end{aligned}$$

Nach Einsetzung dieser Werte für φ und φ' in Gleichung (17) erhält man für die Gleichungen der Schnittkurven in den drei Symmetrieebenen

¹⁾ Im rechtwinkligen Dreieck WZB ist $\cos \varphi = \cos w \cos V$ usw.

$$[XZ]: \quad \varrho = \frac{s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1}}{K} \frac{1}{\sin(w - V) \sin(w + V)},$$

$$[YZ]: \quad \varrho = \frac{s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1}}{K} \frac{1}{1 - \cos^2 w \cos^2 V},$$

$$[XY]: \quad \varrho = \frac{s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1}}{K} \frac{1}{1 - \cos^2 w \sin^2 V},$$

mit deren Hilfe die in Fig. 122 dargestellten Kurven gezeichnet sind. Fig. 123 zeigt die Bertinsche Fläche räumlich mit einem Achsenwinkel

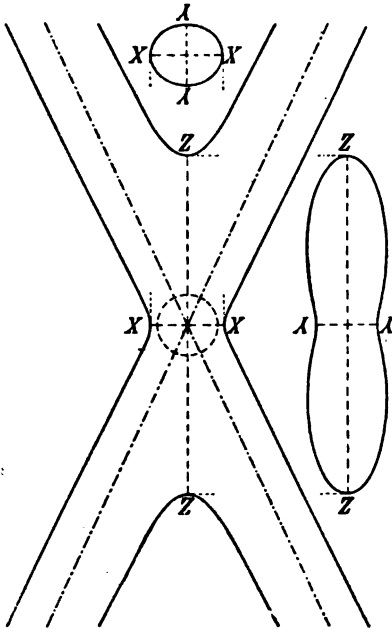


Fig. 122.

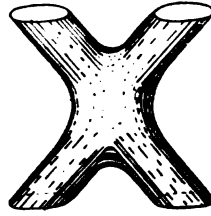


Fig. 123.

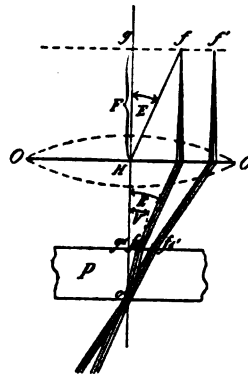


Fig. 124.

von etwa 80° , während der Querschnitt in Fig. 122 einem solchen Winkel von 50° entspricht.

Die Bertinschen Flächen werden nicht unmittelbar, sondern in ihren Schnittkurven mit Brennflächen beobachtet. Aus den Flächen gleichen Gangunterschiedes oder isochromatischen Flächen entstehen dadurch die Kurven gleichen Gangunterschiedes oder isochromatischen Kurven. Die Beobachtung geschieht mit dem Konoskop, auf dessen Konstruktion an späterer Stelle eingegangen wird (siehe auch S. 139). Die unter verschiedenen Neigungen das Präparat P (Fig. 124) durchsetzenden Parallelstrahlen of_1, of_1' werden mittelst einer Linse OHO je zu den Bildpunkten f, f' vereinigt und erscheinen am deutlichsten in der Brennfläche dieser Linse, vorausgesetzt, daß die in § 43 erwähnten Bedingungen erfüllt sind.

53. Isogyren oder Kurven gleicher Schwingungsrichtung. Außer den isochromatischen Kurven treten in den Achsenbildern noch dunkle Büschel auf, die sich je nach der Lage der Kristallhauptschnitte gegen die Nicolhauptschnitte in Form eines schwarzen Kreuzes oder als schwarze Hyperbeln zeigen. Wie man nun die ganze Mannigfaltigkeit der an beliebig orientierten Platten vorkommenden isochromatischen Kurven auf die Bertinschen Flächen zurückführen kann, so lassen sich diese dunkeln Balken und Bögen auf räumliche Gebilde beziehen, die von *E. Lommel* Isogyren oder Kurven gleicher Drehung (d. h. Neigung, nämlich der Schwingungsrichtungen gegen die Hauptschnitte der Polarisatoren) genannt wurden¹⁾. Von diesen Isogyrenflächen kann man eine konkrete Vorstellung erhalten, wenn man nach *F. Becke*²⁾ an die *Beerschen* Geschwindigkeitskegel anknüpft³⁾. Zu diesen Ge-

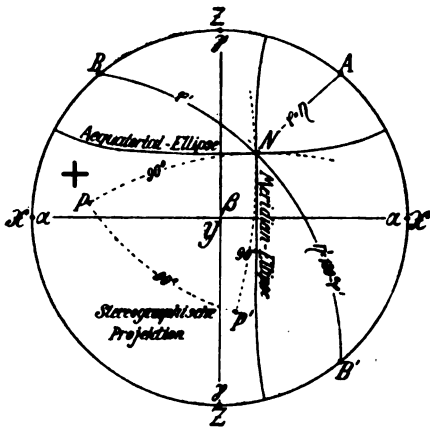


Fig. 125.

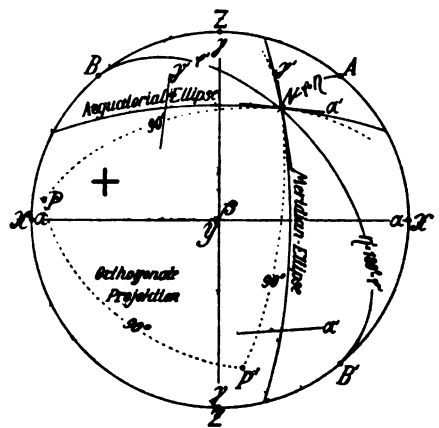


Fig. 126.

bilden gelangt man durch eine nähere Betrachtung der *Neumannschen* Formeln für die Geschwindigkeiten a_1 und c_1 (11 und 12 S. 167). Zunächst sagt nämlich die Formel (12), daß alle Wellennormalen, deren Winkelsummen ($\varphi + \varphi'$) gegen die optischen Achsen konstant sind (Fig. 116 oder 125 oder 126), dieselbe Geschwindigkeit c_1 haben. Und analog wandelt sich der Wert der Formel (11) in einen konstanten Wert um, wenn man zwei neue Winkel η und η' (siehe Fig. 125 oder 126) einführt, für die

$$\eta = \varphi, \quad \text{und} \quad \eta' = 180^\circ - \varphi'$$

¹⁾ Wied. Ann. 18. 1863 56—78; s. a. *Th. Liebisch*, Phys. Kristallogr. 1891. 478 ff.

²⁾ Denkschr. Wien. Akad. 75. 1904. 64—88; T. M. P. M. 24. 1905. 1—34. Siehe ferner *H. Hilton*, Über die dunkeln Büschel von Dünnschliffen im konvergenten Licht. Z. X. 42. 1907. 277—278 und *E. Sommerfeldt*, Über die Bedeutung der Skiodromen für die Kristalloptik. T. M. P. M. 27. 1908. 285—292. Ref. Z. X. 49. 1911. 282—284.

³⁾ *A. Beer*, Einl. in die höhere Optik. 2. Aufl. 1882. 304—307.

ist. In diesem Fall lautet die Formel (11) folgendermaßen

$$a_1^2 = \frac{a^2 + c^2}{2} - \frac{a^2 - c^2}{2} \cos(\eta + \eta').$$

Wie man sieht, muß hier ebenfalls a_1 konstant werden, wenn die Winkelsumme $\eta + \eta'$ konstant wird.

Wo sind nun die Gruppen der Wellennormalen, die einerseits die kleinere Geschwindigkeit c_1 , andererseits die größere Geschwindigkeit a_1 besitzen? Diese Wellennormalen bilden Kegelmäntel, deren Schnitte mit der Kugeloberfläche dort liegen, wo die Summe der Abstände von den optischen Achsen A und B einerseits und von A und B' andererseits konstant ist. Solche Schnittlinien werden Kugelellipsen genannt, da sie die Haupteigenschaften der ebenen Ellipsen auf die Kugel übertragen und also die Konstanz der Summe der linearen Abstände durch die Konstanz der Summe der Winkelabstände ersetzen. Die Summe ($\varphi + \varphi'$) kann von $2V$ bis 180° schwanken, und die ganze Schar dieser einen Gruppe von Wellennormalen N umgibt die optischen Achsen A und B um die spitze Bisektrix in Form von elliptischen Kegeln, deren gemeinsame Brennstrahlen eben diese Achsen sind. Diese Konstanz bezieht sich bei einem optisch positiven Kristall auf die langsamere Welle (siehe Formel 12 für c_1 oder Bezeichnung γ_1 in Fig. 126). Für sie haben also alle Wellennormalen, die ihre Schwingungen senkrecht zu einer solchen Ellipse ausführen, gleiche Geschwindigkeit. Die ganze Schar dieser Kugelellipsen umgibt die optischen Achsen ähnlich Breitenkreisen, wie sie einem Äquator parallel laufen, weshalb *F. Becke* sie auch Äquatorialellipsen nennt. Die Summe ($\eta + \eta'$) kann von $180^\circ - 2V$ bis 180° schwanken, und die ganze Schar dieser andern Gruppe von Wellennormalen N umgibt die optischen Achsen A und B' um die stumpfe Bisektrix. Nach ihrer Anordnung hat *F. Becke* diese zweite Schar Kugelellipsen Meridianellipsen genannt. Die Schwingungen senkrecht zu einer solchen Meridianellipse entsprechen im vorliegenden Fall der schnelleren Welle (siehe Formel 11 für a_1 oder Bezeichnung α_1 in Fig. 126).

Für unsere Isogyrenbetrachtungen haben nun alle diese Geschwindigkeitsellipsen keine andere Bedeutung, als daß sie sich senkrecht schneiden und daß die Tangenten in diesen Schnittpunkten den Schwingungsrichtungen angehören. Bei einem neutralen Kristall ($2V = 90^\circ$) werden Äquatorialellipsen und Meridianellipsen je einander gleich, und bei den optisch negativen Kristallen vertauschen sich ihre Rollen.

Um nun die Fülle der Schwingungsrichtungen, wie sie bei einem Interferenzbild im Konoskop auftreten, zu überblicken, hat man die ganze Schar der Äquatorial- und Meridianellipsen zu konstruieren. Dabei ist aber zu bedenken, daß die Bilder im Konoskop nicht als stereographische, sondern als orthogonale Projektionen erscheinen, sodaß sich die Figur 125 in die Figur 126 umwandelt. In beiden Figuren ist $2V = 80^\circ$ und $\varphi + \varphi' = 124^\circ$. Die orthogonale Projektion der Geschwindigkeitsellipsen

nennt *F. Becke* Skiodromen (von Schatten und laufen; ein Wanderer, der im Gesichtsfeld jeweils der Schwingungsrichtung nachgehen würde, folgt jenen Kurven).

Diese orthogonale Projektion ist für den Verlauf der Geschwindigkeitsellipsen richtig, gilt aber nicht in aller Strenge für die Schwingungsrichtungen, wie man dies auch aus der schiefen Lage der beiden Tangenten in einem Punkt *N* der Interferenzerscheinung in Fig. 126 erkennen kann. Indessen werden die allgemeinen Schlüsse, die *Becke* aus dem Verlauf der Skiodromen auf die Form der Isogyren zieht, von dieser Ungenauigkeit nicht wesentlich beeinflusst¹⁾.

Bei einem einachsigen Kristall stellen sich diese Skiodromen dar wie in Fig. 127 und 128. Die schnellen oder α' -Wellen sind gestrichelt, die langsamen oder γ' -Wellen sind punktiert.

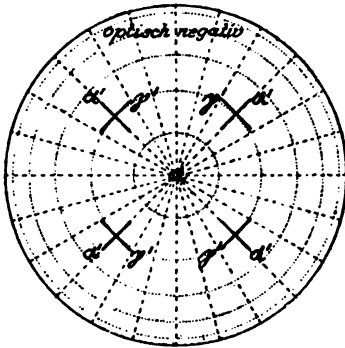


Fig. 127.

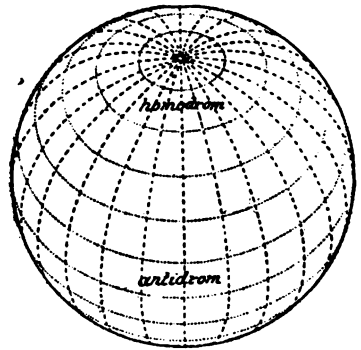


Fig. 128.

Bei einem zweiachsigen Kristall sehen diese Skiodromen in den drei Hauptschnitten wie in den Figuren 129, 130 und 131 aus.

Eine Darstellung, in der die Geschwindigkeitsellipsen nicht ausgezogen, sondern nur ihre Kreuzungspunkte gezeichnet sind, hat *E. G. A. ten Siethoff* angegeben²⁾. Er bedeckt das übersehbare Gesichtsfeld der Interferenzerscheinung, die man sich für diese Darstellung von kleiner Apertur zu denken hat, mit vielen kleinen Kreuzen (Fig. 132), deren Arme den jeweiligen Schwingungsrichtungen, wie man sie nach der *Fresnel*schen Konstruktion erhält, parallel laufen. Legt man diese Figur gerade vor sich auf einen rechteckigen Tisch, dessen Kanten den

¹⁾ Eine kritische Betrachtung über diesen Gegenstand findet man in dem Aufsatz von *P. Kämmerer*, „Über die Bestimmung des Winkels der optischen Achsen eines inaktiven, durchsichtigen Kristalls mit Hilfe des Polarisationsmikroskops für konvergentes Licht“, in den Fortschritten der Mineralogie usw. 3. 1913. 141—158. Ferner haben sich hierzu geäußert *V. Souza-Brandao*, Z. X. 54. 1915. 113—119, und *Fr. Schwietering*, Zentralbl. f. Min. usw. 1915. 293—298.

²⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1900. 267—269.

Schwingungsebenen der Nicols entsprechen mögen, so nimmt man auf einen Blick wahr, daß die den Tischkanten nahezu parallel liegenden Kreuze sich auf einem schmälern, durch die Achsenpole gehenden, und

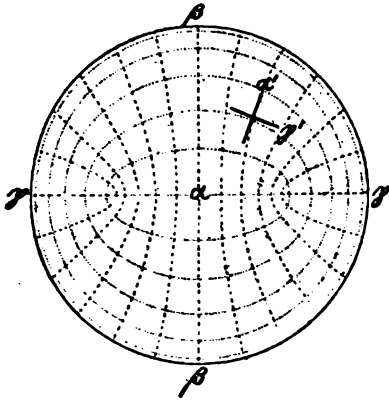


Fig. 129.

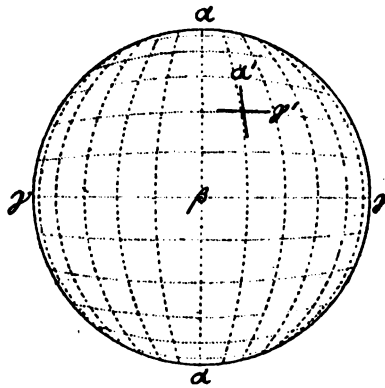


Fig. 130.

einem breiteren, senkrecht dazu gerichteten Band befinden; man gewinnt eine Vorstellung von den Isogyren in der Parallelstellung. Dreht man nun die Fig. 132 in ihrer Ebene und vereinigt alle Kreuze, die jetzt den Tischkanten parallel laufen, in Gedanken zu einem Gesamt-

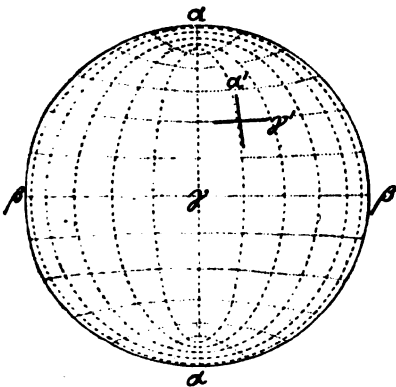


Fig. 131.

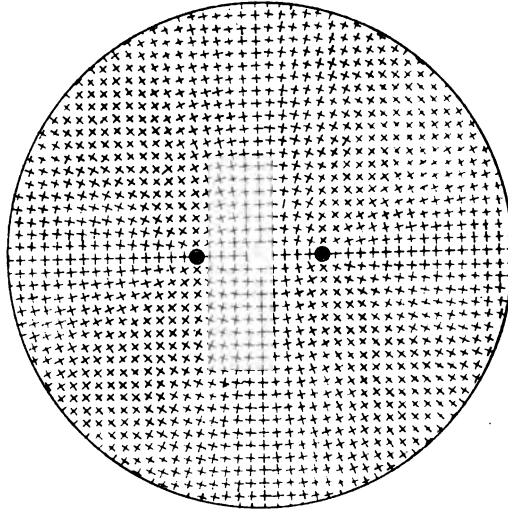


Fig. 132.

bild, so erhält man die Eindrücke von hyperbolischen Figuren, die mit der Drehung ihre Stellung und Form ändern. — Um auch die Erscheinung zu überblicken, die bei Drehung der senkrecht zu einer optischen Achse geschliffenen Platte auftritt, muß man seine Aufmerksamkeit nur auf die nächste Umgebung einer optischen Achse lenken oder am besten ein kreisförmig aus-

geschnittenes Papier zu Hilfe nehmen, das man zentrisch über einen Achsenausstritt legt¹⁾. Ein Modell zur Demonstration der Skiodromen hat H. Tertsch²⁾ konstruiert. Schöne Abbildungen auf drei Tafeln gab B. H. Escher³⁾.

54. Einachsige Kristalle, senkrecht oder wenig schief zur optischen Achse, im konvergenten polarisierten Licht. Nach § 48 verhalten sich dünne basale Blättchen einachsiger Kristalle im parallelen polarisierten Licht ebenso wie isotrope Körper. Beide müssen während einer vollen Drehung in ihrer Ebene zwischen gekreuzten Nicols dunkel, zwischen parallelen Nicols hell bleiben. Ersetzt man das parallele Licht durch konvergentes, so ändert sich dieses Phänomen bei den isotropen Blättchen nicht, da in keinem Falle eine Zerlegung oder Änderung der Schwingungsebene der vom Polarisator kommenden Wellen eintreten kann, während bei den basalen Blättchen einachsiger Kristalle Polarisationserscheinungen auftreten, die einen hohen diagnostischen Wert haben. — Wir wollen uns hier darauf beschränken, die Phänomene abzuleiten, die zwischen gekreuzten und parallelen Nicols im konvergenten Licht auftreten und den allgemeinsten Fall, mit beliebig zueinander orientierten Nicolhaupt-schnitten, als einen für die Praxis bedeutungslosen, nicht berücksichtigen.

Da bei optisch einachsigen Kristallen die Bertinschen Flächen Rotationsflächen um die optische Achse sind, so stellen sich die isochromatischen Kurven auf basalen (und planparallelen) Blättchen solcher Kristalle in Form von Kreisen dar. Bei kleinen Neigungswinkeln der Wellennormalen gegen die optische Achse können wir wieder näherungsweise annehmen, daß alle einfallenden Wellen die durch den Polarisator gelieferte gemeinschaftliche Schwingungsebene haben, wie auch die austretenden Wellennormalen auf eine einzige, durch den Analysator gelieferte gemeinschaftliche Schwingungsebene zurückgeführt werden. Die auf S. 148/149 abgeleitete Formel für die Lichtintensität kann also auch hier angewandt werden:

$$J^2 = R^2 \sin^2 2\varphi \sin^2 180^\circ \frac{s_{\epsilon_1} - s_{\omega}}{\lambda} = R^2 \sin^2 2\varphi \left[180^\circ \frac{d(\epsilon_1 - \omega)}{\lambda} \right].$$

Ist der Gangunterschied im Punkt f (Fig. 124, S. 171) gleich einer Wellenlänge, also $s_{\epsilon_1} - s_{\omega} = \lambda$, so wird bei Beobachtung im monochromatischen Licht von dieser Wellenlänge die Intensität $J^2 = 0$; daher herrscht an diesem Punkt des Interferenzbildes zwischen gekreuzten Nicols Dunkelheit. Bei planparallelen Achsenpräparaten optisch einachsiger Kristalle muß der Gangunterschied der gleiche sein für alle Wellennormalen, die unter dem

¹⁾ A. Bergeat graviert die von Siethoffschen Kreuze in ein Aluminiumblech und ruft durch einseitige Beleuchtung die Erscheinung der Isogyren hervor. Zentralbl. f. Min. usw. 1915. 51.

²⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1914. 67.

³⁾ Verhandelingen van het Geologisch-Mijnbouwkundig Genootschap voor Nederland en Kolonien. Geologische Serie. Deel I. Februar 1915. T. XI—XIII.

gleichen Winkel gegen die optische Achse geneigt sind; was also für den Punkt f gilt, gilt für alle Punkte im gleichen linearen Abstand von g . Der Mittelpunkt g dieses Kreises muß ebenfalls dunkel sein, weil in der Richtung der optischen Achse keine Doppelbrechung auftritt (abgesehen von den zirkular polarisierenden Medien) und hier also Verhältnisse wie bei isotropen Medien vorliegen.

Bei etwas größerer Neigung der Wellennormalen gegen die optische Achse wird der Gangunterschied auch etwas größer als λ , weil mit dieser größeren Neigung die Doppelbrechung (also der Geschwindigkeitsunterschied) und die Länge des durchlaufenen Weges in der Platte zunimmt. Jenseits f erscheint demnach die Platte zunächst hell und das Maximum der Helligkeit liegt in derjenigen Entfernung von g , wo der Gangunterschied der Strahlen $\frac{3}{2}\lambda$ beträgt, denn dort ist

$$J^2 = R^2 \sin^2 2\varphi.$$

Was für diesen Punkt gilt, muß wieder für jeden von g äquidistanten Punkt gelten, und auf den dunkeln Kreis mit dem Radius gf muß ein heller Kreis mit einem Radius $> gf$ folgen.

Bei noch weiterer Entfernung von g wird der Gangunterschied $\frac{3}{2}\lambda < s_{\epsilon_1} - s_{\omega} < 2\lambda$; die Helligkeit nimmt ab und erreicht ein neues Minimum, wenn $s_{\epsilon_1} - s_{\omega} = 2\lambda$ wird. Dieser Punkt sei f' , dann ist also jeder mit f' äquidistante Punkt ebenfalls dunkel; es erscheint wieder ein dunkler Kreis, diesmal mit dem Radius gf' .

Schließt man in gleicher Weise weiter, so erkennt man, daß die basale Platte eines einachsigen Minerals zwischen gekreuzten Nicols im homogenen Licht ein dunkles Zentrum und eine Reihenfolge von hellen und dunkeln Ringen zeigen muß. Durchmesser und Abstände der Ringe sind abhängig

1. von der Wellenlänge des angewandten Lichtes; der Abstand ist bei rotem Licht größer als bei blauem Licht.
2. von der Doppelbrechung; mit zunehmender Doppelbrechung treten die Ringe enger zusammen.
3. von der Dicke der Platte; mit zunehmender Dicke treten die Ringe enger zusammen.

Da für die dunkeln Ringe einer solchen Platte $J = 0$ ist, so ist die Dunkelheit an allen Stellen eines solchen Ringes eine absolute. Für die hellen Ringe dagegen ist

$$J^2 = R^2 \sin^2 2\varphi;$$

ihre Helligkeit ist also nicht an allen Stellen die gleiche, sondern abhängig von φ , d. h. von dem Winkel, den die Schwingungsebene der Wellennormalen mit den Nicolhauptschnitten bildet. Nun liegen die Schwingungsebenen nach früher gegebenen Definitionen immer parallel und senkrecht zum optischen Hauptschnitt, d. h. zu der durch Wellennormale und optische Achse gelegten Ebene. Nehmen wir die übliche Lage der Polari-

sator- und Analysatorhauptschnitte in der Richtung $N-S$ und $O-W$ an¹⁾, so ist für die Wellennormalen, die auf den $NO-SW$ und $NW-SO$ gerichteten Linien austreten, $\varphi = 45^\circ$. Für diesen Wert hat J ein Maximum; daher müssen die hellen Ringe in der Mitte der Quadranten die größte Lichtintensität besitzen. Bei den auf den Linien $N-S$ und $O-W$ austretenden Wellennormalen ist $\varphi = 90^\circ$ oder $= 0^\circ$; hier müssen also die sonst in der Helligkeit verschieden abgeschattierten hellen Ringe in vollständiges Dunkel übergehen. Die Gesamtinterferenzfigur von alternierenden konzentrischen hellen und dunkeln Ringen ist demnach durchschnitten von einem dunkeln Kreuz, dessen Arme parallel den Hauptschnitten von Polarisator und Analysator liegen (Fig. 133).

Dreht man den Analysator aus der Kreuzstellung bis zum Parallelismus mit dem Polarisator, so öffnet sich das dunkle Kreuz all-

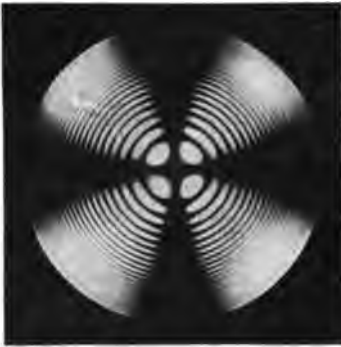


Fig. 133.



Fig. 134.

mählich, bis an dessen Stelle ein helles Kreuz getreten ist, während in den Quadranten umgekehrt ein Umschlag vom Hell zum Dunkel erfolgt. Der Vorgang macht den Eindruck, wie wenn sich mit der Drehung des Analysators das ganze Interferenzbild mit halber Winkelgeschwindigkeit in derselben Richtung drehte, wie der Analysator. Zwischen parallelen Nicols kehrt sich also die Erscheinung um. Wo bei gekreuzten Nicols Dunkel war, tritt nun Hell auf und umgekehrt; man hat ein helles Zentrum und eine Reihenfolge von dunkeln und hellen Ringen, die von einem hellen Kreuz durchschnitten werden, und zwar liegt je ein heller Ring da, wo vorher ein dunkler war und umgekehrt (Fig. 134).

Wendet man statt des homogenen Lichtes weißes an, so liegt an derselben Stelle, wo für rotes Licht ein dunkler Ring entsteht, wo also für rotes Licht der Gangunterschied $s_1 - s_2 = 1\lambda, 2\lambda, 3\lambda$ usw. ist, für

¹⁾ Es möge die Orientierung im Gesichtsfeld wie bei geographischen Karten geschehen: Norden = oben oder hinten, Süden = unten oder vorne, Osten = rechts, Westen = links.

gelbes, grünes usw. Licht ein heller Ring; ebenso sind an allen andern Stellen, wo sich für irgendeine Farbe dunkle Ringe finden, für andere Farben helle Ringe vorhanden. Man sieht daher im weißen Licht bei gekreuzten Nicols eine Reihenfolge von farbigen Ringen oder isochromatischen Kreisen mit den *Newtonschen* Farben, soweit diese nicht durch die Dispersion der Doppelbrechung (§ 42) eine Störung erfahren. Das dunkle Kreuz parallel den Nicolhaupt schnitten, das die Interferenzfigur bei homogenem Licht durchschneidet, muß auch in weißem Licht vorhanden sein, weil es durch den von der Wellenlänge unabhängigen Faktor $\sin^2 2\varphi$ bedingt ist. — Bei Parallelstellung der Nicolhaupt schnitte tritt an die Stelle des dunkeln Kreuzes ein helles, während die isochromatischen Ringe in die komplementären Farben umschlagen.

Wenn die beobachtete Platte genau parallel der Basis geschnitten ist, so fällt ihre optische Achse mit der Achse des Konoskops zusammen; ihr Zentrum liegt im Schnittpunkt des Fadenkreuzes, dessen Arme sich mit dem Kreuz der Interferenzfigur decken. Bei einer Drehung des Konoskopisches ändert die Interferenzfigur ihren Ort nicht. Ist dagegen

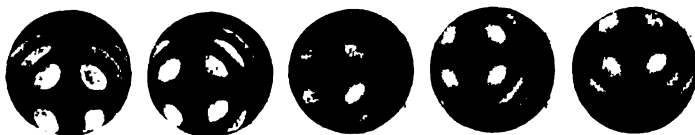


Fig. 135.

Fig. 136.

Fig. 137.

Fig. 138.

Fig. 139.

der Schnitt etwas schief zur Basis getroffen, so steht die optische Achse des Blättchens auch schief zur Achse des Instruments, und das Interferenzbild liegt exzentrisch im Gesichtsfeld. Bei einer Drehung des Präparats beschreibt das Zentrum der Interferenzfigur einen Kreis um den Schnittpunkt des Fadenkreuzes, dessen Radius proportional der Schiefe des Blättchens gegen seine optische Achse ist. In Fig. 135—139 sind fünf Stellungen einer solchen exzentrischen Interferenzfigur gezeichnet, wie sie nach Drehung im Sinne des Uhrzeigers um 0° , 45° , 90° , 135° und 180° erscheint¹⁾. In Fig. 135 liegt der Austritt der optischen Achse südlich, in Fig. 136 südwestlich, in Fig. 137 westlich, in Fig. 138 nordwestlich und in Fig. 139 nördlich vom Mittelpunkt des Gesichtsfeldes. Die Schiefe kann so groß werden, daß man bei jeder Lage des Blättchens nur einen kleinen peripherischen Teil der Interferenzfigur übersieht. Zur Unterscheidung solcher einachsiger Interferenzfiguren von denen zweiachsiger Körper kann der Umstand dienen, daß bei ersteren, bei jeder Lage während einer vollen Drehung des Blättchens, die Arme des Kreuzes sich selbst und den Fäden des Fadenkreuzes parallel bleiben. Dies gilt aber nur bei nicht zu großen Aperturen. Beobachtet man dagegen den Achsen-

¹⁾ N. Besborodka hat ein einfaches Modell zur Veranschaulichung dieser Erscheinungen angegeben. Zentrabl. f. Min. usw. 1912. 449.

austritt etwa auf einem nach dem Grundrhomboëder geschliffenen Quarz (*Kleinsche Sammlung orientierter Mineralien* Nr. 9, num. Apertur des Achsenaustritts 1,213) mit einem Wasser- oder sonstigen Immersionsobjektiv, wo die Achse noch am Rande austritt, so nimmt man bei Drehung des Präparats starke Krümmungen der Balken des Achsenkreuzes wahr. Nicht so stark aber immer noch deutlich treten diese „Pendelbarren“, wie sie *F. Becke* genannt hat¹⁾, in die Erscheinung, wenn man Objektive von kleinerer Apertur anwendet (z. B. *Fueß* Nr. 7, num. Apert. 0,85), wo die optische Achse weit außerhalb des Gesichtsfeldes liegt. *Becke* unterscheidet auch noch bei der *N—S* verlaufenden Isogyre das homodrome und antidrome Ende. Das erstere bewegt sich gleichsinnig mit der Drehung des benachbarten Tischrandes, das letztere entgegengesetzt. Das homodrome Ende liegt dort, wo die zwischen Plattennormale und optischer Achse gelegenen Äquatorialschiedromen ihre Konvexität der Mitte des Gesichtsfeldes zuwenden. Innerhalb dieser Apertur konvergieren die Meridianschiedromen gegen das homodrome Ende, während sie gegen das antidrome Ende divergieren. Bei optisch einachsigen Kristallen liegt das homodrome Ende immer nach jener Seite, nach der die optische Achse geneigt ist (Fig. 128).

55. Einachsige Kristalle sehr schief bzw. parallel zur optischen Achse, im konvergenten polarisierten Licht beobachtet, geben gleichfalls bei homogenem Licht abwechselnd dunkle und helle, im weißen Licht farbige Kurven, die je nach der Schnittlage elliptische, parabolische und hyperbolische Form annehmen. Dieselben haben kein bedeutendes praktisches Interesse für die Mineraldiagnose, können aber bei flüchtiger Betrachtung leicht mit isochromatischen Kurven zweiachsiger Kristalle verwechselt werden.

Die Lage der optischen Achse in einer parallel zu dieser Achse geschnittenen Platte läßt sich an sehr dicken Präparaten nach einer von *E. Lommel*²⁾ angegebenen Methode ermitteln. Eine solche Platte zeigt zwischen gekreuzten Nicols, wenn die optische Achse in die Ebene eines Nicolhauptschnittes fällt, ein dunkles Kreuz, dessen vier Quadranten sich nach außen hin ganz allmählich erhellen. Nach geringer Drehung aus dieser Dunkelstellung zerbricht das Kreuz in zwei hyperbolische dunkle Schatten, die sich in diejenigen beiden gegenüberliegenden Quadranten zurückziehen, in die bei der Drehung die optische Achse des Kristalls eingetreten ist.

Ein anderes, auch der mikroskopischen Untersuchung zugängliches Beobachtungsverfahren gründet sich auf die von *F. Becke* bei zweiachsigen Medien angegebene Methode (siehe § 56). Denkt man sich viele *Bertinsche* Flächen ineinander geschachtelt und von einer parallel zur

¹⁾ I. c. 1904. S. 75—76.

²⁾ Pogg. Ann. 18. 1883. 69.

Achse liegenden Ebene seitlich geschnitten, so trifft eine solche Ebene die Flächen gleichen Gangunterschiedes in verschiedenen zentralen Abständen, oder sie trifft umgekehrt im gleichen zentralen Abstand Flächen von verschiedenem Gangunterschied. Stellt man das Blättchen mit seinem Hauptschnitt unter 45° gegen die Nicolhauptschnitte, so sieht man die Mitte des Gesichtsfeldes des Konoskops in einer bestimmten Interferenzfarbe. Von dieser Mitte aus zeigt sich ein Fallen der Interferenzfarbe nach den Quadranten, in denen die optische Achse liegt und ein Steigen nach den beiden andern Quadranten. Bei dicken Platten ist der Unterschied des Steigens und Fallens nur in der Nähe des Zentrums zu beobachten, in größerer Entfernung findet allgemein ein Steigen der Farben statt.

56. Zweiachsige Kristalle senkrecht zur spitzen oder zur stumpfen Bisektrix zeigen im konvergenten polarisierten Licht Kurven, deren

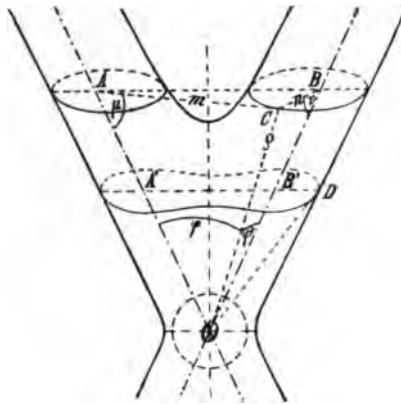


Fig. 140.

Formen, wie bei den einachsigen Kristallen, aus der Fläche gleichen Gangunterschiedes erhalten werden, wenn man diese Fläche durch eine zur spitzen oder stumpfen Bisektrix senkrechte Ebene schneidet. ABC in Fig. 140 sei eine solche Ebene senkrecht zur spitzen Bisektrix, und C ein Punkt der Schnittkurve, dessen Abstände von den Durchstichpunkten der Achsen A und B mit m und n bezeichnet werden mögen. Die Winkel, die diese Leitstrahlen mit den optischen Achsen bilden, seien μ und ν , während φ , φ' und ϱ die auf S. 170 angegebene Bedeutung haben. Nun ist in den ebenen Dreiecken OAC und OBC nach dem Sinussatz

$$\sin \varphi = \frac{m}{\varrho} \sin \mu, \quad \sin \varphi' = \frac{n}{\varrho} \sin \nu,$$

wonach Gleichung (17) S. 170 folgende Gestalt erhält:

$$s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = K \frac{m n}{\varrho} \sin \mu \sin \nu.$$

Nehmen wir an, daß der Winkel der optischen Achsen recht klein sei, so werden die Winkel μ und ν nahezu gleich 90° , ρ nähert sich dem Wert d gleich der Plattendicke, und es ist

$$m n = (s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1}) \frac{d}{K}.$$

Für einen bestimmten Gangunterschied ist der Ausdruck in der Klammer eine konstante Größe, was ebenfalls für die übrigen Glieder rechts vom Gleichheitszeichen gilt. Der Punkt C gehört also einer Kurve an, für die das Produkt der Leitstrahlen konstant und für die in der analytischen Geometrie die Bezeichnung der *Cassinischen* Kurve gebräuchlich ist. Die Gestalt einer solchen Kurve kann sehr mannigfaltig sein. In der obigen Zeichnung (Fig. 140) besteht sie im Schnitt ABC aus zwei getrennt liegenden Ovalen. In andern Schnitten berühren sich diese beiden Ovale

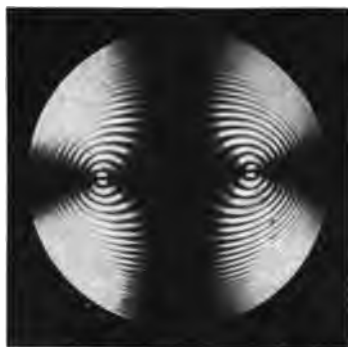


Fig. 141.



Fig. 142.

in einem Punkt und bilden dann eine Schleife oder Lemniskate (von $\lambda\eta\nu\sigma$ oder $\lambda\eta\mu\nu\sigma\kappa\omicron\varsigma$ = Wolle... Band), und in noch etwas tiefer geführten Schnitten entsteht ein Oval mit Einschnürungen (bei $A'B'D$ in Fig. 140) oder auch ein Oval ohne solche Einschnürungen, das alsdann eine ellipsenähnliche Form erhält. Häufig bezeichnet man in der Kristalloptik alle diese so mannigfaltig geformten, aber nach einem Gesetz gebauten Kurven als Lemniskaten.

Denkt man sich alle *Bertinschen* Flächen, die einem Gangunterschied von

$$s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = n \lambda, \quad n = 1, 2, 3 \dots$$

entsprechen, ineinander geschachtelt und von einer zur spitzen Bisektrix senkrecht liegenden Ebene geschnitten, so können Lemniskaten aller Formen in dieser einen Ebene auftreten, wie dies an den Figuren 141 und 142¹⁾ zu erkennen ist. — Bei sehr dünnen Blättchen müssen die Wellen-

¹⁾ Diese Figuren, wie auch 133—139 und 144, 145, sind verkleinerte Reproduktionen aus dem Prachtwerk *H. Hauswaldts*, Interferenzerscheinungen an

normalen sehr schräg (etwa in der Richtung OD in Fig. 140 und noch schräger) das Präparat durchlaufen, um einen Gangunterschied von auch nur 1λ zu erhalten. Auf der durch D gehenden Schnittfläche fehlen dann in der Interferenzfigur die getrennten Kurventeile, und nur mehr oder weniger eingeschnürte oval- bis ellipsenartige Lemniskaten umschliessen beide Achsenpole gemeinschaftlich. Auch kann das Blättchen so dünn werden, daß selbst für eine sehr schräg durchtretende Wellennormale dieser Gangunterschied von 1λ nicht zustande kommt, daß sich also überhaupt keine isochromatischen Kurven zeigen und der in der mikroskopischen Praxis so häufige, oben S. 160 bereits erwähnte Fall eintritt.

Die dunkeln Lemniskaten sind in gleicher Weise dunkel in allen Teilen und bleiben es auch bei Drehung des Blättchens gegen die Nicolhauptschnitte. Die zwischenliegenden hellen Lemniskaten erfahren aber eine von der Lage der Blättchenhauptschnitte gegen die Nicolhauptschnitte (also vom Winkel φ in der Formel auf S. 152) abhängige hellere oder dunklere Schattierung. Bei Beleuchtung mit weißem anstatt mit monochromatischem Licht erscheinen die Kurven nicht hell und dunkel, sondern in lebhaften Interferenzfarben. — Außer diesen isochromatischen Kurven treten auch bei zweiachsigen Kristallplatten eigentümliche schwarze Büschel und Balken auf, die für den Mikroskopiker umso wichtiger werden, als die farbigen Kurven wie gesagt mit der Dünne der Präparate meistens verschwinden, die Büschel aber bleiben.

Eine senkrecht zur spitzen Bisektrix geschnittene Platte, deren optische Achsenebene mit der Schwingungsebene des Analysators zusammenfällt, zeigt zwischen gekreuzten Nicols die Interferenzkurven von zwei dunkeln Balken durchschnitten, von denen der die Achsen verbindende schmaler ist und auch z. T. schärfere Begrenzung zeigt als der andere, senkrecht dazu liegende. Beide dunkeln Balken entstehen dadurch, daß die vom Polarisator kommenden Strahlen keine Zerlegung im Blättchen erfahren, da ihre Schwingungsebene parallel bzw. senkrecht zum Hauptschnitt des Blättchens steht. Sie treten also mit unveränderter Schwingungsrichtung in den Analysator ein und werden bei Kreuzung der Nicols an dessen Balsamschicht total reflektiert. Beobachtet man im weißen Licht, so bleiben die dunkeln Balken unverändert, da ihre Entstehung nicht von der Wellenlänge, sondern nur von dem Winkel φ in der Formel für die Intensität der Interferenzwellen abhängt. Das Gesamtbild eines optisch zweiachsigen Minerals erscheint im konvergenten Licht so, wie es Fig. 141 oder 142 zeigt. Im ersteren Fall liegt die Ebene der optischen Achsen dem Hauptschnitt des Polarisators oder Analysators parallel. Dreht man das Blättchen aus dieser Parallel- oder Kreuzstellung heraus, so bleiben die isochromatischen Kurven um jede Achse bzw. um beide Achsen unverändert; sie drehen sich nur mit den Achsen

doppelbrechenden Kristallplatten im konvergenten polarisierten Licht. Mit einem Vorwort von *Th. Liebisch*. Gedruckt bei *J. G. Hauswaldt, Magdeburg 1902*.

selbst im Gesichtsfeld. Dagegen öffnet sich das dunkle Kreuz zu gleichseitigen Hyperbeln, in deren Scheiteln die optischen Achsen austreten. Nach einer Drehung um 45° hat die Interferenzfigur das Aussehen von Fig. 142, die man als Diagonal- oder Hyperbelstellung bezeichnet. — Die dunkeln Hyperbeln der Diagonalstellung liegen ebenso wie die dunkeln Balken bei Parallelstellung dort, wo die Hauptschnitte der das Blättchen durchlaufenden Wellen oder eine dazu senkrechte Richtung dem Hauptschnitt des Polarisators parallel liegen, wo demnach die vom Polarisator kommenden Wellen keine Zerlegung erfahren, sondern unverändert den Analysator erreichen. Daß die Punkte, für die dieses eintritt, auf Hyperbeln liegen, läßt sich unter der Annahme eines kleinen Achsenwinkels auf folgende Weise einfach ableiten¹⁾. Es sei in Fig. 143 die

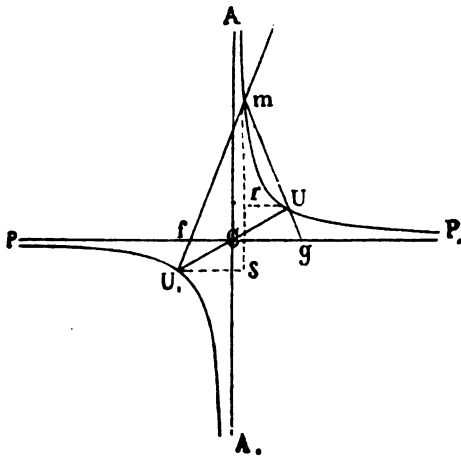


Fig. 143.

Ebene der Zeichnung die Ebene des Blättchens, und es seien PP_1 und AA_1 die Hauptschnitte des Polarisators und Analysators, U und U_1 die Austrittspunkte der optischen Achsen, m ein Punkt des Blättchens, für den die Schwingungsrichtung der das Blättchen durchlaufenden Wellennormalen parallel zum Hauptschnitt des Polarisators liegt. Diese Schwingungsrichtung liegt nach der *Fresnelschen* Konstruktion in einer Ebene, die den in Fig. 95 und 96 S. 113 gezeichneten räumlichen Winkel 2α halbiert. Bei Annahme kleiner Aperturen darf man näherungsweise die räumliche Konstruktion in die Ebene verlegen, sodaß also hier die Schwingungsrichtung mS den Winkel halbiert, der durch die Verbindungslinien des Punktes m mit den optischen Achsen U und U_1 gebildet wird. Bezeichnet man mit f und g die Schnittpunkte dieser Verbindungslinien mit PP_1 , so ist $fm g$ ein gleichschenkliges Dreieck.

¹⁾ Siehe *E. Mallard, Traité etc.* 2. 1884. 193 ff.

$\sphericalangle m g P_1 + \sphericalangle m f P_1 = 180^\circ$. Bezeichnet man ferner die Koordinaten des Punktes m mit x und y , diejenigen des Austrittspunktes einer optischen Achse mit a und b , bezogen auf die Hauptschnitte von Polarisator und Analysator und von C aus gerechnet, so erhält man aus den durch die gestrichelten Hilfslinien sich ergebenden Dreiecken $m r U$ und $m s U_1$

$$\operatorname{tg} m g P_1 = -\frac{m r}{r U} = -\frac{y - b}{a - x}, \quad \operatorname{tg} m f P_1 = \frac{m S}{S U_1} = \frac{y + b}{x + a},$$

und da $\operatorname{tg} m g P_1 = -\operatorname{tg} m f P_1$

$$\frac{y - b}{a - x} = \frac{y + b}{x + a},$$

$$x y = a b.$$

Die geometrischen Orte der Punkte m , deren Schwingungsebenen parallel oder senkrecht zum Hauptschnitt des Polarisators liegen, und in denen also die Wellennormalen keine Zerlegung erfahren und daher ausgelöscht werden, stellen eine Kurve von der Gleichung $x y = a b$, d. h. eine Hyperbel dar. Die Asymptoten fallen mit den Hauptschnitten der Nicols zusammen, sie stehen senkrecht aufeinander; man hat also, immer unter der Voraussetzung kleiner optischer Achsenwinkel, eine gleichseitige Hyperbel. Bei größeren Achsenwinkeln ist die Ableitung nicht so einfach; man gelangt ebenfalls zu Hyperbeln, die aber nicht gleichseitig sind. — Stellt man die Hauptschnitte der Nicols parallel, so treten an Stelle der dunkeln Hyperbeln helle Hyperbeln. Bei Präparaten senkrecht zur stumpfen Bisektrix erscheinen, wenn nicht im weißen, so doch im monochromatischen Licht, die lemniskatenartigen isochromatischen Kurven, aber die optischen Achsen liegen meistens außerhalb des Gesichtsfeldes, es sei denn, daß man Objektive von großer Apertur, wie die Immersionsysteme, angewandt hätte¹⁾.

57. Zweiachsige Kristalle senkrecht oder wenig schief zu einer optischen Achse zeigen im konvergenten polarisierten Licht isochromatische Kurven, die sich bei kleinem Öffnungswinkel als konzentrische Kreise darstellen und in ihrem gemeinsamen Mittelpunkt die Achse austreten lassen (Fig. 144 und 145).

Im monochromatischen Licht zwischen gekreuzten Nicols sind die dunkeln Ringe wieder überall von gleicher Dunkelheit, und die hellen Zwischenräume, je nach dem Winkel der Nicolhauptschnitte gegen die Hauptschnitte des Präparats, von verschiedener Helligkeit. — Da in allen zweiachsigen Kristallen die optischen Achsen für verschiedene Farben eine andere Lage haben (dispergiert sind), so kann streng genommen ein Mineralblättchen nur für eine bestimmte Wellenlänge zu einer optischen

¹⁾ E. A. Wülfing, Numerische Apertur und Winkel der optischen Achsen. S. H. A. 1919. A. 5. Abh. 18 S.

Achse normal sein. Immerhin ist die Dispersion der optischen Achsen in den meisten Fällen so geringfügig, daß sie für den Gesamteindruck der Interferenzerscheinung vernachlässigt werden darf; man sieht also im weißen Licht eine Anzahl von farbigen Ringen, deren Interferenzfarben umso mehr von den reinen *Newtonschen* Farben abweichen, je größer die Dispersion der optischen Achsen und die Dispersion der Doppelbrechung ist. Fig. 144 und 145 zeigen die Erscheinung am Topas in Na-Licht bei Parallelstellung und bei Diagonalstellung der Achsenebene zu den Nicolhauptschnitten.

Solche Platten senkrecht zu einer optischen Achse zeigen im allgemeinen nur eine Isogyre, die in der Nähe der optischen Achse nahezu geradlinig das Gesichtsfeld durchsetzt und dann je nach der Größe des Achsenwinkels eine mehr oder weniger deutliche Krümmung annimmt. Der Winkel, den dieser gerade Balken mit der optischen Achsenebene



Fig. 144.



Fig. 145.

bildet, wird in jeder Lage durch die Hauptschnitte der Nicols halbiert. Liegt die Achsenebene *N—S*, so hat der Balken ebenfalls diese Lage und eine gerade Form; dreht man das Präparat im Uhrzeigersinn, so dreht sich der Balken umgekehrt und nimmt außerdem eine schwach gebogene Form an, deren Konvexität der spitzen Bisektrix zugewandt ist. Er streckt sich wieder zu einem geraden Balken, sobald die Ebene der optischen Achsen parallel dem Hauptschnitt des Analysators liegt; der dunkle Balken hat dann eine zu seiner ersten Lage senkrechte Stellung. Bei weiterer Drehung nimmt er wieder die hyperbolische Krümmung an und liegt nach einer Drehung von 180° wieder in der ersten Stellung. — War das Blättchen nicht genau senkrecht zur Achse geschnitten, so liegt das Zentrum der Interferenzfigur exzentrisch im Gesichtsfeld und beschreibt bei Drehung des Blättchens in seiner Ebene einen Kreis um den Schnittpunkt des Fadenkreuzes, wie dies bezüglich einachsiger Interferenzbilder in den Figuren 135—139 S. 179 erläutert wurde. — Der entgegengesetzte Drehungssinn von Achsenbalken und Präparat ist leicht zu erkennen,

wenn man die *ten Siethoffsche* Darstellungsweise zu Hilfe nimmt (siehe S. 175), mit der auch das Zustandekommen der hyperbolischen Büschel qualitativ veranschaulicht werden kann.

58. Zweiachsige Kristalle parallel zur Ebene der optischen Achsen

lassen im konvergenten Licht Erscheinungen erkennen, die den analogen Präparaten einachsiger Kristalle sehr ähnlich sind. Wie man an solchen, das Bild der optischen Normale im Gesichtsfeld des Konoskops zeigenden Präparaten die Lage der spitzen Bisektrix bestimmen kann, hat *F. Becke* gezeigt¹⁾. Zum ersten Studium der hier in Frage kommenden Erscheinung empfiehlt es sich, das jedem Mikroskop beigegebene Gipsblatt vom Rot erster Ordnung mit einem Objektiv von etwa 120° Apertur im Konoskop zu betrachten. Bringt man dieses Gipsblatt in die Hellstellung, sodaß die Längsrichtung mit dem größten Vektor $\alpha =$ stumpfer Bisektrix *NW—SO* liegt, so sieht man im zentralen Feld das Rot der ersten Ordnung, in den Quadranten *NW—SO* am Rande blaue (höhere), in den Quadranten *NO—SW* am Rande gelbliche (niedere) Farbentöne. In der Richtung der Verbindungslinie der Quadranten mit den niederen Farbentönen liegt die spitze Bisektrix. Die Erklärung, die der Verfasser mündlichen Mitteilungen des Herrn *Becke* verdankt, ergibt sich aus der Betrachtung der Oberfläche gleichen Gangunterschiedes (Fig. 122). Denkt man sich nämlich eine Anzahl *Bertinscher* Flächen ineinander geschachtelt und von einer parallel zur Achsenebene etwas exzentrisch liegenden Ebene geschnitten, so berührt die Mitte dieser Ebene eine *Bertinsche* Fläche von mittlerem Gangunterschied, während nach oben und unten wegen der Ausbauchung (siehe Querschnitt *YZ* der Fig. 122) Flächen von geringerem Gangunterschied getroffen werden. Nach dem oberen und unteren Rande des Gesichtsfeldes muß also die Interferenzfarbe sinken, nach rechts und links aber muß sie steigen, weil hier Flächen von höherem Gangunterschied getroffen werden. Wie bei einachsigen Kristallen die Quadranten mit sinkendem Farbenton die Richtung der optischen Achse andeuten (§ 55), so bestimmen sie hier bei den zweiachsigen Kristallen die Lage der spitzen Bisektrix. Bei Achsenwinkeln von nahezu 90° wird die Erscheinung undeutlich, bei $2V = 90^\circ$ fällt sie fort, da im Konoskop ein gleichmäßig gefärbtes Feld auftritt.

59. Zweiachsige Kristalle in schiefen Schnitten allgemeiner Lage. Sehr charakteristisch sind auch die Erscheinungen zweiachsiger Kristalle im konvergenten Licht, schief getroffen sowohl zu einer Achse wie auch zur Achsenebene, vorausgesetzt, daß die Schiefe im Verhältnis zur Apertur des angewandten Objektivs nicht zu groß wird und eine Achse entweder noch innerhalb des Gesichtsfeldes oder doch nicht weit jenseits desselben liegt. Man muß also sein Objektiv den Schiefen der

¹⁾ T. M. P. M. 16. 1897. 181.

Austritte möglichst anpassen und bei großer Schiefe auch Systeme von großer Apertur, unter Umständen sogar Immersionen gebrauchen. *F. Becke* verdanken wir eine lehrreiche Darstellung¹⁾ dieser dem Mikroskopiker so häufig begegnenden Erscheinungen. Gerade diese Schnitte, die also gegen alle drei Symmetrieebenen der Indikatrix geneigt sind, lassen die für zweiachsige Kristalle so außerordentlich charakteristischen schiefen, zentralen Isogyren erkennen. Wenn wir *Beckes* Darstellung folgen, so sehen wir in den Zeichnungen der Fig. 146 die Erscheinungen, wie sie etwa an Pyroxenschnitten in Schlifften mäßiger Dünne auftreten. Sie beziehen sich in den Serien I, II, III auf drei verschieden schief getroffene Kristalle.

Die in Betracht kommende eine optische Achse liegt in Serie I noch

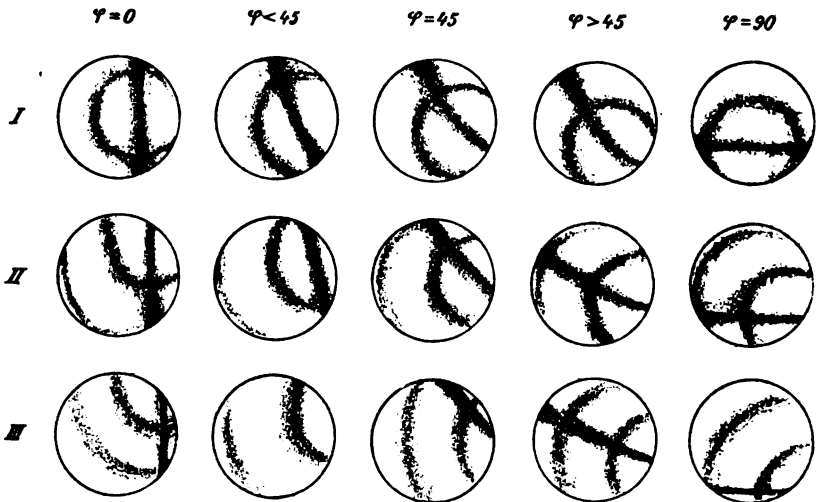


Fig. 146.

innerhalb des Gesichtsfeldes, in Serie II hart am Rande und in Serie III bereits außerhalb.

Die optische Achsenebene liegt in Serie I noch innerhalb des ersten Drittels des Gesichtsfeldradius, in Serie II ist sie weiter gegen den Rand verschoben und in Serie III liegt sie diesem Rand schon sehr nahe.

In der ersten Vertikalreihe ($\varphi = 0^\circ$) liegt die Spur der Achsenebene parallel dem einen, in der fünften Vertikalreihe ($\varphi = 90^\circ$) parallel dem andern Nicolhauptschnitt. In beiden Fällen ist die Isogyre gerade, ohne aber das Zentrum des Gesichtsfeldes zu durchschneiden. Die übrigen drei Vertikalreihen ($\varphi < 45^\circ$, $\varphi = 45^\circ$, $\varphi > 45^\circ$) zeigen die Veränderungen in der Lage dieser Isogyren bei Drehung des Tisches im Uhrzeigersinn.

¹⁾ T. M. P. M. 27. 1908. 177—178.

Die Isogyren drehen sich also in diesem Fall dem Uhrzeigersinn entgegen-
 gesetzt und sind auch beim Durchlaufen des Gesichtsfeldzentrums (bei
 $\varphi > 45^\circ$) immer geneigt gegen die Nicolhauptschnitte. Die schiefe
 Lage dieser zentralen Isogyre ist die für zweiachsige
 Kristalle charakteristische Erscheinung, die bei ein-
 achsigen Kristallen nicht zustande kommen kann. Die
 Stellung der Isogyre bei den verschiedenen Lagen des Tisches hat *Becke*
 mit den einzelnen Blättern (Sektoren) eines Fächers verglichen, wodurch
 sich seine Bezeichnung der „Fächerbarren“ erklärt.

Die Isogyren zweiachsiger Kristalle haben wie die der einachsigen
 Kristalle im allgemeinen keine farbige Begrenzung; nur in der Nähe des
 Austritts der optischen Achsen treten farbige Säume auf, die mit den
 Dispersionen der optischen Achsen, Bisektrizen und optischen Normalen
 zusammenhängen. Diese Erscheinungen können besonders bei etwas
 dickeren Präparaten so charakteristisch werden, daß sie unter Anwendung
 des Satzes vom Zusammenhang zwischen morphologischer und optischer
 Symmetrie (siehe § 14, S. 48) die Zugehörigkeit eines optisch zweiachsigen
 Kristalls zum rhombischen oder monoklinen oder triklinen System leicht
 ermitteln lassen.

60. Dispersion der optischen Achsen im rhombischen System. Im
 rhombischen System können weder die Bisektrizen noch die optischen

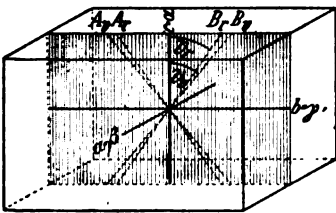


Fig. 147.

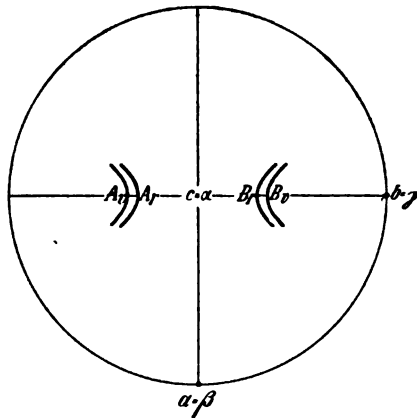


Fig. 148.

Normalen, wohl aber die optischen Achsen eine Dispersion erfahren (siehe
 S. 123), da die ersteren beiden Richtungen hier mit morphologischen
 Symmetrieachsen zusammenfallen, die letzteren dies aber nicht tun. Ihre
 Verteilung kann daher so erfolgen, wie dies in Fig. 147 schematisch in
 einem Pinakoidalkörper perspektivisch und in Fig. 148 in stereographi-

scher Projektion dargestellt ist. Die Ebene der optischen Achsen liegt stets in einem Pinakoid, hier in der Querfläche (100). Die spitze Bisektrix fällt stets mit einer Symmetrieachse, hier α mit der c -Achse, zusammen. Die Achsen bilden für Blau einen größeren Winkel als für Rot; es ist also, wenn V der Achsenwinkel ist, $V_v > V_r$.

Wenn man nun ein senkrecht zur spitzen Bisektrix getroffenes Präparat eines rhombischen Kristalls im konvergenten polarisierten Licht nacheinander im roten und blauen Licht beobachtet, so liegen zwar die dunkeln Austrittspunkte der optischen Achsen symmetrisch zu ihrer gemeinschaftlichen Bisektrix, haben aber im übrigen je nach der Größe der Achsenwinkel für rotes und blaues Licht verschiedene Lage, wie dies durch die mit A_v, A_r, B, B_v bezeichneten Hyperbelbögen dargestellt ist. Die Farben der die Achsenpole umgebenden Lemniskatenringe sind

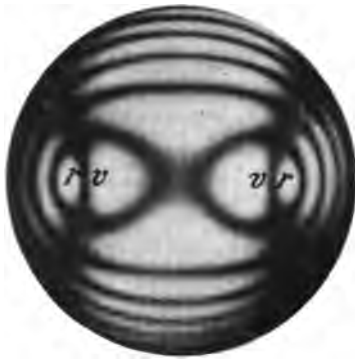


Fig. 149.

auch, wie bereits S. 133 angedeutet, gestört, hängen aber in ihrer lokalen Verteilung so sehr von deren Apertur ab, daß sich keine Regel aufstellen läßt. — Die dunkeln Hyperbeln für Orange, Gelb und Grün pflegen zwischen denen für Rot und Blau zu liegen, sodaß man im weißen Licht eigentlich eine ganze Serie von dunkeln Hyperbeln sehen würde, wenn sie sich nicht übereinander lagerten und beeinflussten. Es entsteht daher an jeder optischen Achse eine relativ breite farbige Hyperbel, für die im Falle der Fig. 148 auf der inneren oder konvexen Seite die rote Farbe, und auf der

äußeren oder konkaven Seite die blaue Farbe ausgelöscht ist. Dieses Fehlen von Rot auf der inneren Seite hat hier einen blauen Saum, und das Fehlen von Blau auf der äußeren Seite hier einen roten Saum zur Folge. Daraus ergibt sich die Regel, daß die Farbenverteilung im Achsenbild umgekehrt erscheint, als sie den Größen der Achsenwinkel für verschiedene Farben entspricht. Wenn also die Innenseiten der Hyperbeln blau gesäumt sind und demnach näher beieinander liegen als die roten Säume, so ist der Achsenwinkel umgekehrt für Blau größer als für Rot. Diese farbigen Hyperbelsäume kann man in der Kreuzstellung des Achsenbildes, also in der Lage wie in Fig. 141, nicht wahrnehmen, wohl aber in der Hyperbelstellung wie in Fig. 142 oder 149, wo diese Säume mit r und v bezeichnet sind. Dies Bild, das den Abstand der beiden blauen Säume kleiner als den der beiden roten Säume zeigt, gilt also für $V_v > V_r$. In Fig. 149 ist die Orientierung des Präparats dieselbe wie in Fig. 147 und 148. Damit nun hierbei das Interferenzbild in der Hyperbelstellung erscheint, muß man sich diesmal die Nicolhauptschnitte nicht wie üblich $N-S$ und $O-W$, sondern $NW-SO$ und $NO-SW$ orientiert denken.

61. Dispersion der optischen Achsen im monoklinen System. Im monoklinen System findet eine Dispersion derjenigen optischen Vektoren statt, die nicht mit der einzigen Symmetrieachse dieses Systems, also mit der Querachse, zusammenfallen. Nach den Darlegungen in § 37 unterscheidet man hier drei Arten der Dispersion und zwar

- | | |
|---|----------------------------------|
| 1. Geneigte Dispersion, optische Normale $\beta \parallel b$ -Achse, symmetrische Achsenlage, | } normalsymmetrische Achsenlage. |
| 2. Horizontale Dispersion, stumpfe Bisektrix a oder $\gamma \parallel b$ -Achse | |
| 3. Gekreuzte Dispersion, spitze Bisektrix γ oder $a \parallel b$ -Achse | |

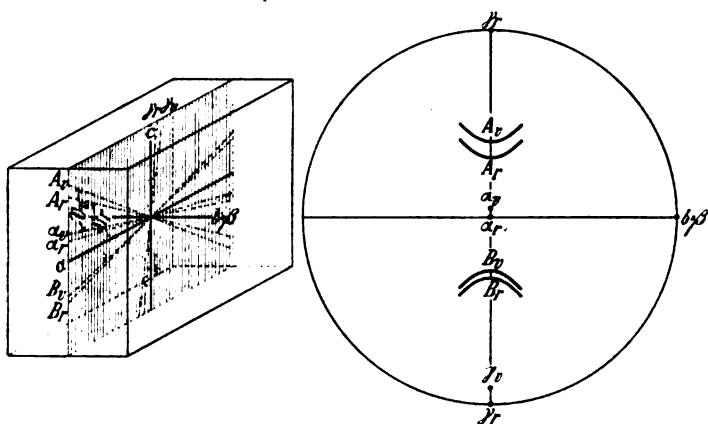


Fig. 150.

Fig. 151.

1. Geneigte Dispersion. Die optische Normale β kann, da sie mit der Symmetrieachse b zusammenfällt, keine Dispersion zeigen. Dagegen liegen die Bisektrizen und die optischen Achsen dispergiert in der Symmetrieebene (010). Die optischen Achsen liegen für jede Lichtart symmetrisch um die zugehörigen Bisektrizen, oder es sind in Fig. 150 und 151 die Winkelabstände $B_r \alpha_r = \alpha_r A_r$ und $B_v \alpha_v = \alpha_v A_v$. Dabei kann die eine Achse A sehr verschieden dispergiert sein von der andern Achse B . was dann auch zu einem deutlichen Unterschied der Größe des Achsenwinkels für verschiedene Lichtarten führt; in den genannten Figuren ist $2 V_v > 2 V_r$. Es können aber auch, unbeschadet der geneigten Dispersion, die beiden Achsen je ungefähr die gleiche Dispersion haben wie in Fig. 152. wo dann $2 V_r$ nahezu $= 2 V_v$ wird. Auch müssen die Achsen für Blau nicht notwendig auf der einen und die für Rot auf der andern Seite liegen, es können auch die Achsen für Blau beiderseits außen und die für Rot beiderseits innen liegen, also eine der rhombischen Symmetrie qualitativ ähnliche, quantitativ aber verschiedene Verteilung aufweisen. Man

kann bei dieser Dispersion streng genommen nicht mehr von einem Schnitt senkrecht zur spitzen Bisektrix, sondern nur für eine bestimmte Lichtart (in Fig. 151 für Rot) von einer solchen Lage reden. Ein derartiges Präparat kann im weißen Licht Farbenverteilungen zeigen, wie sie in



Fig. 152.

Fig. 152 durch die Buchstaben r und v angegeben sind. Immer sind diese Farben symmetrisch zur Spur der Längsfläche (010) und unsymmetrisch zu einer darauf senkrechten Ebene verteilt. Auch hier nimmt man diese unsymmetrische Säumung der Hyperbelbüschel bei der Diagonalstellung (Fig. 152) am besten wahr.

2. Horizontale Dispersion. Die stumpe Bisektrix fällt mit der Symmetriachse zusammen und die spitze Bisektrix sowie die optische Normale liegen in der Symmetrieebene. Die Ebene der optischen Achsen liegt normalsymmetrisch. Der Achsenwinkel ist auf einer Fläche der

Querdomenzone zu überblicken, wo die Spuren der Achsenebene für verschiedene Lichtarten horizontal übereinander liegen. Dabei kann V_r größer oder kleiner als V_v werden oder es kann auch V_v wenig verschieden

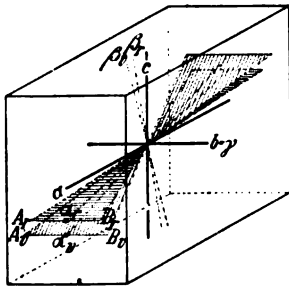


Fig. 153.

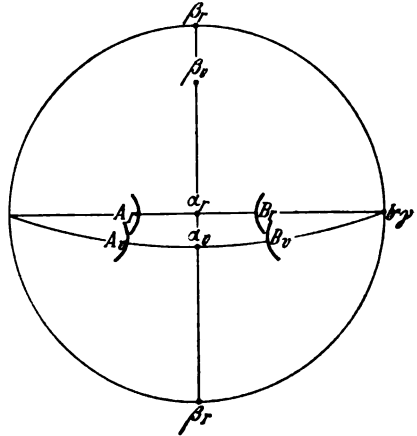


Fig. 154.

von V_v sein. Ein Schema dieser Orientierung für $V_r < V_v$ ist in Fig. 153 und 154 (letzte Projektion senkrecht zur spitzen Bisektrix für Rot) gezeichnet.

Bei einem Präparat senkrecht zu einer der spitzen Bisektrizen treten im weißen Licht Farbensäume auf, die diesmal sowohl bei Kreuzstellung

(Fig. 155) wie bei Hyperbelstellung (Fig. 156) ihre charakteristische Verteilung zeigen.

Wir sehen, wie sich die Beziehungen der Farbenverteilung an den



Fig. 155.

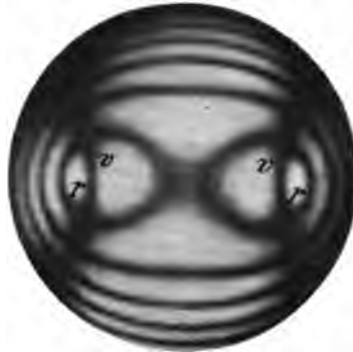


Fig. 156.

Hyperbelsäumen (und übrigens auch an allen isochromatischen Kurven) den Symmetrieverhältnissen des Systems anpassen.

3. Gekreuzte Dispersion. Die spitze Bisektrix läuft parallel zur Symmetrieachse b , und stumpfe Bisektrix sowie optische Normale

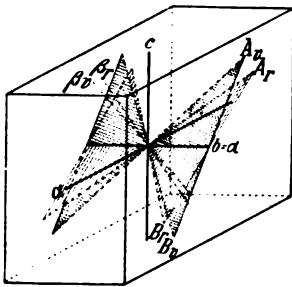


Fig. 157.

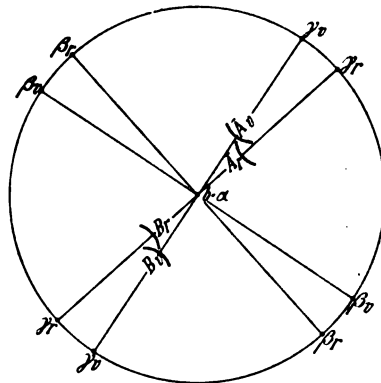


Fig. 158.

liegen in der Symmetrieebene. Die Ebene der optischen Achsen hat wie im vorigen Fall normalsymmetrische Lage, und die ganze Orientierung ist nur quantitativ, nicht qualitativ von der horizontalen Dispersion verschieden. Dennoch hat man hier den besonderen Namen der gekreuzten Dispersion eingeführt, weil die ganze Erscheinung besser von der spitzen Bisektrix, diesmal also in der Richtung der b -Achse, — oder auf Präparaten nach der Längsfläche — überblickt wird, und weil sich in dieser b -Achse

die Ebenen der optischen Achsen für verschiedene Lichtarten kreuzen. Die Figuren 157 und 158 geben schematisch die Orientierung an, wobei diesmal die stereographische Projektion auf die Längsfläche (010) erfolgte.

Ein solches Achsenbild der gekreuzten Dispersion erscheint im weißen Licht wie in Fig. 159 und 160, wo die Farbenverteilungen bei

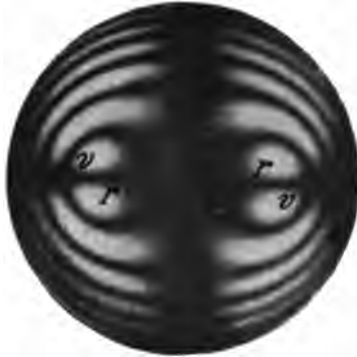


Fig. 159.

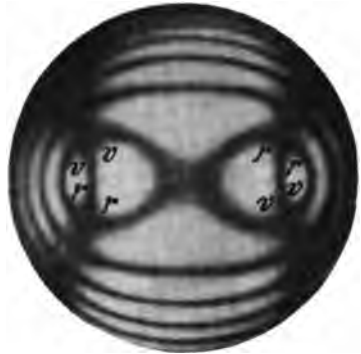


Fig. 160.

Kreuzstellung und bei Hyperbelstellung gut zu erkennen sind. Die Interferenzbilder sind nicht mehr linien-, sondern punktsymmetrisch, wie dies der Orientierung entspricht.

62. Bei den triklinen Kristallen sind alle Vektoren in beliebigen Ebenen dispergiert. Die Dispersionen sind demnach sehr mannigfaltig und die Farben in den Achsenbildern durchaus unsymmetrisch. Zu ihrer Beschreibung bedient man sich einer Kombination der Bezeichnungen im monoklinen System.

Sechstes Kapitel.

Erscheinungen der Absorption.

63. Farbe der Mineralien. Schickt man einfarbiges Licht durch eine Kristallplatte und bezeichnet die Intensität der einfallenden Welle mit J_0 , die Intensität der austretenden Welle — nachdem eine Schicht von der Dickeneinheit durchlaufen ist — mit J_1 , so ist $J_1 : J_0$ immer ein echter Bruch, der als Extinktion (E) oder als Durchlässigkeit für die Dickeneinheit bezeichnet wird. Der reziproke Wert von E , also $J_0 : J_1$, wird der Schwächungskoeffizient für die Dickeneinheit genannt. Bei absolut undurchsichtigen Körpern sollte E gleich Null, bei absolut durchsichtigen Körpern umgekehrt gleich der Einheit werden. Beides trifft nicht ein; denn auch die anscheinend undurchsichtigsten Körper, wie die Metalle, lassen bei genügender Dünne das Licht teilweise hindurchtreten, während

andererseits die farblos durchsichtigsten Körper eine geringe Schwächung des Lichtes bewirken.

Das hindurchgetretene Licht hat also die Intensität $J_0 E$; der Unterschied zwischen dieser und der eingetretenen Intensität ist gleich dem in der Platte zurückgebliebenen oder absorbierten Teil:

$$J_0 - J_0 E = J_0 (1 - E).$$

Die Größe $1 - E$ nennt man auch die **Absorption** eines Körpers. **Extinktion** und **Absorption** ergänzen sich zur Einheit. Die Intensität sei nach Durchstrahlung der Schichten von 1, 2, 3 mm Dicke, J_1, J_2, J_3 ; dann ist $J_1:J_0 = J_2:J_1 = J_3:J_2 = \dots = E$, und demnach auch $J_1 = J_0 E$, $J_2 = J_0 E^2$, $J_3 = J_0 E^3$ usw. Es hat also das austretende Licht nach Durchstrahlung einer Schicht von der Dicke d die Intensität

$$J_d = J_0 E^d.$$

Dieses Gesetz sagt aus, daß die Intensität des Lichtes beim Durchstrahlen eines absorbierenden Körpers nach geometrischer Reihe abnimmt, wenn die Dicke der Schicht nach arithmetischer Reihe wächst. Setzt man $E = e^{-a}$, wo e die Basis der natürlichen Logarithmen (2,71828) ist und a der Extinktionskoeffizient oder auch der Absorptionsmodul genannt wird, so folgt

$$J_d = J_0 e^{-a d} \text{ oder } \ln \frac{J_d}{J_0} = - a d.$$

Bei Anwendung von weißem Licht erfahren die verschiedenen Lichtarten eine verschiedene Extinktion oder Absorption, und das im weißen Licht vorhandene Intensitätsverhältnis der verschiedenen Lichtarten, wie es in Fig. 192, S. 251 durch die über die Wellenlänge 575 kulminierende Kurve angegeben ist, wird also bei dem Durchgang durch einen Körper gestört. Man nennt dies **selektive Absorption**, die sich zuweilen auf ganz enge Wellenlängenbereiche beschränkt und bei der spektralen Zerlegung in Form dunkler, mehr oder weniger scharf begrenzter Streifen, der sog. **Absorptionsstreifen**, erscheint. Häufig ist diese Störung für das bloße Auge nicht bemerkbar; der Körper erscheint dann farblos, während er in andern Fällen farbig bzw. gefärbt ist. Hiernach hängt die Farbe eines Körpers auch von der Zusammensetzung des ihn beleuchtenden Lichtes ab, und so erklärt sich das zuweilen sehr auffallend verschiedene Aussehen mancher Mineralien bei Tageslicht und bei Lampenlicht (Alexandrit!).

Die Farbe vieler Mineralien ist untrennbar mit ihrem molekularen Bau verbunden, während bei andern eine von Natur farblose Verbindung vorliegt, die einen Farbstoff meistens in sehr kleinen Mengen in gelöster oder anderer fein verteilter Form umschließt; man nennt die ersteren farbig oder **idiochromatisch**, die letzteren gefärbt, pigmentiert oder **allochromatisch**. Zu den idiochromatischen Mineralien, die eine größere Verbreitung in den Gesteinen besitzen, gehören gewisse Oxyde, wie Eisenglanz und Rutil, ferner viele Silikate mit schwermetallischen Basen, wie die

Glimmer, Pyroxene, Amphibole, Granate, Turmaline usw. Bei der großen Mannigfaltigkeit der Farben, die je nach der Oxydationsstufe des Metalls (Fe, Mn) und der relativen Menge auftreten, in der die schwermetallhaltigen Molekularverbindungen mit solchen von Erd- oder Alkalimetallen in isomorpher Mischung verbunden sind, ist eine Verwendung der Farbe zur Bestimmung des Minerals nur selten und mit Vorsicht möglich. — Bei den pigmentierten Mineralien, die also an und für sich farblos sind und ihre Farbe nur einem fremden, beigemengten Stoff anorganischer oder organischer Natur verdanken, lehrt die mikroskopische Untersuchung, daß ihr Pigment oft in wohlbegrenzten und erkennbaren Täfelchen, Nadelchen, Körnchen als eigentlicher Einschluß vorhanden und dann entweder ungleich durch die ganze Masse hin verteilt ist, oder eine Orientierung zeigt, die bei mikroskopischen Dimensionen dieser Fremdkörper zu Beugungserscheinungen führt, die als Farbenwandlungen (Labradorisieren, Glaukisieren) und Asterismus bezeichnet werden. Vielfach vermag man die färbende Substanz nicht als solche getrennt von der gefärbten Masse wahrzunehmen. Ein in dieser Form vorhandenes Pigment nennt man ein *dilutes*, und es ist eine Eigentümlichkeit der *dilut pigmentierten Körper*, daß ihre Farbe bei hinreichender Dünne der untersuchten Blättchen oder nach dem Pulverisieren mehr oder weniger vollständig verschwindet. Die Natur dieser Art von Färbungen ist noch wenig ergründet; man weiß nur, daß äußerst kleine Mengen oft eine sehr intensive Färbung hervorrufen können, deren Einfluß auf das Brechungsvermögen aber verschwindend klein ist, wie die Untersuchungen von *H. Dudenhausen*¹⁾ und *E. A. Wülfing*²⁾ gezeigt haben. Die Änderung oder Zerstörung dieser Farben durch Erhitzung und ihre Wiedererzeugung durch Radium oder durch Kathodenlicht ist vielfach untersucht worden, worüber am besten das Sammelreferat von *R. Brauns* in den Fortschritten der Mineralogie usw. 1. 1911. 129—140 orientiert³⁾. Mit der Farbe des blauen Steinsalzes haben sich viele Forscher beschäftigt, wie *F. Cornu*, *C. Doelter*, *Elster* und *Geitel*, *v. Kraatz-Kochlau* und *Wöhler*, *St. Kreutz*, *H. Siedentopf*, *G. Spezia* u. a. Eine ausführliche Darstellung dieser noch nicht völlig geklärten Verhältnisse findet sich in *C. Hintzes* Handbuch I. 2. 1915. 2109—2121.

64. Pleochroismus. In isotropen Medien muß wegen allseitiger Gleichheit der Lichtvektoren die Schwächung einer sie durchlaufenden Lichtwelle unabhängig von der Richtung sein. Ein solches Medium ist also in allen Richtungen in gleichem Maße durchsichtig oder undurchsichtig oder zeigt bei gleicher Dicke den gleichen Farbenton.

Anders liegen die Verhältnisse bei den anisotropen Medien. Mit

1) N. J. 1904. I. 8—29, wo auch die betreffende Literatur zu finden ist.

2) Festschrift *Rosenbusch*. Stuttgart 1906. 49—67.

3) Neue Untersuchungen *C. Doelters* erschienen in S. W. A. I. 124. 1915. 409—423 und 129. 1920. 399—430. Kolloid-Zeitschr. 26. 1920. 23—27. Die Naturwissenschaften 8. 1920. 21—27.

der Änderung der Lichtvektoren in verschiedenen Richtungen ist auch eine Änderung der Absorption verbunden, und Platten von gleicher Dicke aber verschiedener Orientierung können in ungleichem Maße durchsichtig werden. Von besonderem Interesse ist hierbei die Abhängigkeit der Absorption von der Wellenlänge des Lichtes, sodaß also in einer Richtung etwa das Rot, in einer anderen das Blau besonders stark zurückgehalten wird. Solche anisotropen Medien zeigen nach verschiedenen Richtungen im durchfallenden Licht verschiedene Farben. Dieses Phänomen der mit der Richtung wechselnden farbigen Absorption doppelbrechender Körper nennt man **Pleochroismus**. Er wurde zuerst von *L. Cordier*¹⁾ an dem von ihm als Dichroit, später als Cordierit bezeichneten Mineral beobachtet und ist dann von *D. Brewster*²⁾ und *W. Haidinger*³⁾ und später noch von vielen andern Kristallographen und Physikern näher untersucht worden. Mit einer Theorie der Absorption des Lichtes in doppelbrechenden Kristallen haben sich besonders *W. Voigt* und *P. Drude* beschäftigt. Man findet hierüber eine Zusammenstellung in *F. Pockels' Lehrbuch der Kristalloptik* 1906, 369—403, wo auch weitere Literatur zu finden ist. Hier kommen diese theoretischen Betrachtungen weniger in Frage, da sie für die mikroskopische Diagnose noch keine Bedeutung gewonnen haben.

Von den doppelbrechenden Mineralien zeigen die idiochromatischen immer Pleochroismus, während er bei den allochromatischen nur bei sehr inniger Vereinigung des Kristallmoleküls mit dem Farbstoffmolekül auftritt. So stellte *de Sénarmont* schon 1854⁴⁾ pleochroitische Kristalle des an und für sich farblosen, monoklinen Strontiumnitrat-Tetrahydrats $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2 + 4\text{H}_2\text{O}$ her, als er dieses Salz in einer mit Campecheholz-Aufguß gefärbten Lösung kristallisieren ließ. Andererseits werden entwässerte und mit Farbstofflösung getränkte Zeolithe nicht pleochroitisch, wie die Untersuchungen *G. Friedels*⁵⁾ und *P. Gauberts*⁶⁾ gezeigt haben.

An farblosen Mineralien beobachtet man zuweilen Erscheinungen, die als Pseudopleochroismus bezeichnet werden und von *E. v. Fedorow*⁷⁾ und *Schroeder v. d. Kolk*⁸⁾ beschrieben wurden. Die betreffenden Individuen erscheinen in der einen Lage zum Polarisator farblos, in der um 90° gedrehten schmutzig braun. *v. Fedorow* betrachtet als Ursache dieser Erscheinung eine dünne Lamellierung verschieden brechender Substanzen, wodurch eine auf teilweiser Totalreflexion beruhende Trennung der brechbareren und weniger brechbaren Wellen eingeleitet wird. *Schroeder v. d. Kolk*, der einen kräftigen Pseudopleochroismus an Calcit beobachtete,

1) Journ. des Mines 25. 1809. 129.

2) Edinb. Phil. Journ. 4. 1817. 348. Philos. Trans. 1819. 11.

3) Pogg. Ann. 65. 1845. 1; 86. 1852. 131; S. W. A. 1. 1848. 70; 13. 1854. 3. 306.

4) C. R. 38. 1854. 101—105 oder Ann. Chim. Phys. 41. 1854. 326. Ref. Pogg. Ann. 91. 1854. 491—494.

5) Bull. Soc. Min. Fr. 19. 1896. 117.

6) Bull. Soc. Min. Fr. 26. 1903. 178—184.

7) T. M. P. M. 14. 1895. 569—571; Z. X. 32. 1899. 128—130.

8) Samml. Geol. Reichsmus. Leiden. 6. 1900. 89.

nahm submikroskopische Einschlüsse an, deren Brechbarkeit mit der außerordentlichen Brechung des Calcits übereinstimme; er verglich den in der starken Absorptionslage auftretenden braunen Ton mit einer durch Wasser getrübbten Harzlösung. Ähnliche Beobachtungen an Sphärolithen farbloser organischer Körper hat *P. Gaubert*¹⁾ beschrieben.

65. Pleochroismus einachsiger Kristalle. Durchblickt man einachsige Kristalle in der Richtung der Hauptachse, so gelangen nur ordentliche Wellen ins Auge, und die Farbe, die der Kristall zeigt, wird ausschließlich von der Absorption der ordentlichen Welle bestimmt. Durchblickt man aber den Kristall (durchsichtige Turmaline, Berylle oder Vesuviane sind bequeme Objekte) schief gegen die Hauptachse, so ändert sich die Farbe und weicht umso mehr von der Basisfarbe, wie sie *Haidinger* nannte, ab, je größer die Neigung der Blickrichtung gegen die Hauptachse wird. Das Maximum der Farbenverschiedenheit tritt ein, wenn man senkrecht zur Hauptachse hindurchsieht. Dreht man in dieser Stellung den Kristall um seine Hauptachse, so ändert sich die Farbe nicht mehr, vorausgesetzt daß der Kristall senkrecht zur Hauptachse in allen Richtungen gleiche Dicke besitzt.

Diese Erscheinung erklärt sich dadurch, daß bei schiefer Lage zur Hauptachse die ordentliche Welle und die betreffende außerordentliche Welle verschiedene Absorption haben und sich zu einer Mischfarbe vereinigen. Man faßt nun gewöhnlich nur die extremen Fälle ins Auge: Blickrichtung parallel oder senkrecht zur Hauptachse, und sagt daher, daß die einachsigen Kristalle *Dichroismus* besitzen, was streng genommen nicht richtig ist, da sich die Farbe stetig mit der Richtung ändert. Beobachtet man eine nicht senkrecht zur optischen Achse geschnittene Platte durch ein *Nicol*'sches Prisma, so kann man die als Mischfarbe der ordentlichen Welle auftretende Flächenfarbe, wie sie *Haidinger* nannte, in ihre Komponenten — die Achsenfarben — zerlegen, wenn man den Nicolhauptschnitt bald senkrecht, bald parallel zum Kristallhauptschnitt bringt. Eine Beobachtung der beiden Farbentöne nebeneinander erlaubt die weiter unten beschriebene *Haidingersche* Lupe.

Früher galt die *Babinetsche* Regel²⁾, die der stärker gebrochenen Welle die stärkere Absorption zusprach. Hiernach sollten die einachsigen Kristalle in zwei Klassen zerfallen, von denen die optisch positiven, wie Rauchquarz und Magnesiumplatinzyanür, eine stärkere Absorption der außerordentlichen Welle, und die optisch negativen, wie Turmalin, scheinbar einachsiger Biotit und Pennin, eine stärkere Absorption der ordentlichen Welle besitzen. Neuere Untersuchungen, unter denen hier nur die von *J. Königsberger*³⁾ und *P. Itcs*⁴⁾ erwähnt werden mögen, haben die

¹⁾ Bull. Soc. Min. Fr. **32**. 1909. 431—437; Ref. Z. X. **50**. 1912. 291.

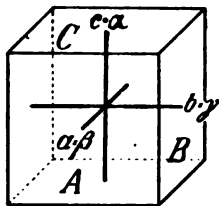
²⁾ Pogg. Ann. **23**. 1831. 447.

³⁾ Habilitationsschrift Freiburg i. Br. 1900. 48 S.

⁴⁾ Dissert. Göttingen (Gekrönte Preisschrift) 1903. 82 S.

Babinetsche Regel in der von *Königsberger* vorgeschlagenen Form bestätigt, wonach sie nur für die Gebiete selektiver Absorption gilt. So ist bei dem positiven Rutil für Rot und Gelb, d. h. im Spektralgebiet geringer Absorption, die ordentliche Welle stärker absorbiert als die außerordentliche (entgegen der *Babinetschen* Regel), für Grün und Blau aber, d. h. im Spektralgebiet starker Absorption, umgekehrt die außerordentliche Welle stärker absorbiert als die ordentliche (in Übereinstimmung mit *Babinet*). Wenn man bei der mikroskopischen Diagnose das Absorptionsschema $\omega \leq \epsilon$ (oder $O \leq E$) gebraucht, so hat dies nur einen qualitativen Wert, der sich auf die hellsten, d. h. auf die physiologisch wirksamsten Lichtstrahlen bezieht.

66. Pleochroismus zweiachsiger Kristalle. Platten aus zweiachsigen Kristallen, die senkrecht zu einer optischen Achse geschnitten sind, lassen im allgemeinen keinen Pleochroismus erkennen; alle andern Platten solcher Kristalle zeigen dagegen, falls überhaupt wahrnehmbare farbige



$\beta > \gamma > \alpha$

Fig. 161.

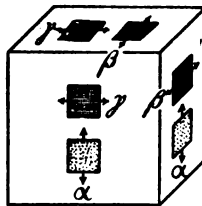


Fig. 162.

Absorption vorhanden ist, eine mit der Richtung der Platte wechselnde Farbe, die sich aus den Farben der beiden die Platte durchlaufenden Wellen zusammensetzt. Solche Flächenfarben kann man nun auch, wie bei einachsigen Kristallen, durch ein Nicol in die Achsenfarben, d. h. die Farben der einzelnen, das Blättchen durchlaufenden Wellen zerlegen. Es sei in den Figuren 161 und 162 ein Würfel aus dem rhombischen Cordierit so dargestellt, daß seine Flächen den drei Symmetrieebenen der Indikatrix mit den Achsen α , β , γ parallel laufen¹⁾. Dann hat man drei im Maximum verschiedene Flächenfarben, wenn man durch die Flächen *A*, *B* und *C* senkrecht auffallendes Licht beobachtet. Die Flächenfarbe *C* setzt sich aus den parallel *a* und *b* schwingenden Wellen zusammen und ebenso sind die Flächenfarben *A* und *B* aus den parallel *b* und *c*, bzw. parallel *a* und *c* schwingenden Wellen zusammengesetzt, die in Fig. 162

¹⁾ Die Absorptionen sind hier abweichend von der sonst verbreiteten Auffassung angegeben, entsprechen aber der neuesten Untersuchung von *E. A. Wülfing* und *L. Oppenheimer*, S. H. A. 1914. A. 10. Abh. 13 S.; s. auch *L. Oppenheimer*, Verh. Naturh.-Med. Ver. Heidelberg. 13. 1914. 257—303.

getrennt dargestellt sind. Man unterscheidet demnach bei zweiachsigen Kristallen drei Flächenfarben und drei Achsenfarben und nennt daher diese Kristalle wohl auch trichroitisch.

Die Untersuchungen der Absorptionsverhältnisse an monoklinen Kristallen beschränken sich bis jetzt auf wenige Fälle und haben ergeben, daß die kristallographische *b*-Achse ihren Charakter als Symmetrieachse auch für die Absorptionsverhältnisse beibehält, wie es das in § 14 ausgesprochene Grundgesetz fordert, daß sich aber sonst die Absorptionsachsen von den Hauptvektoren der optischen Indikatrix trennen. Hierüber belehrte uns zuerst die Arbeit von *H. Laspeyres*¹⁾ am Manganepidot und von *W. Ramsay*²⁾ am Sulzbacher Epidot. Die Absorptionsachsen brauchen nach der Theorie (s. *F. Pockels'* Lehrbuch der Kristalloptik 1906. 369 ff.) nicht einmal senkrecht aufeinander zu stehen, wie denn auch die Untersuchung von *W. Ramsay* am Sulzbacher Epidot eine Abweichung bis zu 8° von 90° ergab, was nach revidierenden Messungen von *C. Camichel*³⁾ allerdings für zu groß gehalten wird. Bei dem Diopsid sowie an künstlichen Kristallen von Kobaltkalium- und Kobaltkupfersulfat konnte *J. Ehlers*⁴⁾ eine starke Abweichung der Absorptionshauptachsen in der Symmetrieebene von den Polarisationshauptachsen feststellen. Bei dem künstlich gefärbten *Sénarmonts*chen Salz dagegen fallen beide Achsen-systeme zusammen⁵⁾.

Die in triklinen Kristallen ganz abweichende Orientierung der Absorptionsachsen von den Polarisationshauptachsen geht aus einigen Beobachtungen von *C. Camichel* und *W. Voigt* hervor.

Nach den wenigen bisherigen Beobachtungen unterscheidet man bei rhombischen und monoklinen Kristallen zwei Typen, je nachdem die senkrecht zur Achsenebene, also parallel δ oder β schwingenden Wellen schwächer (Typus I) oder stärker (Typus II) absorbiert werden. Das in der mikroskopischen Diagnose oft gebrauchte Absorptionsschema $\alpha \lesseqgtr \beta \lesseqgtr \gamma$ oder $\alpha \gtrless \beta \gtrless \gamma$ bezieht sich nur auf die physiologisch wirksamsten Lichtstrahlen. Die Form $\alpha > \beta > \gamma$, wie sie bei stark absorbierenden Mineralien zuweilen gilt, zeigt die Abweichung von der S. 198 erwähnten *Babinet*schen Regel.

67. Absorptionsbüschel. Bei stark absorbierenden einachsigen und zweiachsigen Kristallen treten eigentümliche, büschelförmige Erscheinungen schon im gewöhnlichen Licht auf, die bereits 1818 von *David Brewster*⁶⁾ an Cordierit, Epidot, Augit, Topas und Glimmer beobachtet, seit

1) Z. X. 4. 1880. 440—467.

2) Z. X. 13. 1888. 97—134.

3) Ann. chim. phys. 5. 1895. 433. Ref. Z. X. 27. 1897. 643.—646.

4) N. J. BB. 11. 1897. 259—317.

5) *C. Camichel*, Ann. chim. phys. 5. 1895. 486. Ref. Z. X. 27. 1897. 643—646.

6) Phil. Trans. London, 1819, besonders S. 17—24; s. a. Populäres, vollständiges Handbuch der Optik. Deutsche Übersetzung II. 1835. 42.

1843 durch zahlreiche Arbeiten *W. Haidingers*¹⁾ in weiteren Kreisen bekannt geworden sind und später durch *A. Bertin*²⁾, *E. Bertrand*³⁾, *E. Mallard*⁴⁾, *Th. Liebisch*⁵⁾ näher studiert und durch *W. Voigt*⁶⁾ nach einer allgemein gültigen Theorie erklärt wurden. Das Phänomen selbst beobachtet man nach *Liebisch* (l. c.) mit den von *Bertrand*, *Nachet* und *Fueß*⁷⁾ konstruierten Objektiven von großer Apertur oder am besten mit dem *Winkelschen* von *E. A. Wülfing*⁸⁾ beschriebenen Awi- (Achsen-Winkel-Immersion-) System von der numerischen Apertur 1,52.

Bei dieser Beobachtung im stark konvergenten Licht zeigen Platten von Turmalin senkrecht zur optischen Achse in natürlichem Licht einen dunkeln Fleck in der Mitte des Gesichtsfeldes und randliche Aufhellung. Nach Einschaltung des Polarisators erscheint senkrecht zu dessen Schwingungsebene am Rand des Gesichtsfeldes ein Büschelpaar, das sich nach dem weniger dunkeln, zentralen Fleck hin erweitert. Schaltet man auch einen Analysator ein, und zwar mit seiner Schwingungsebene *A* parallel der Schwingungsebene *P* des Polarisators, so zeigt eine Interferenzfigur wie Fig. 134, S. 178 verschiedene Lichtintensität in den beiden Armen des hellen Kreuzes, weil mit diesen ungleiche Absorptionsbüschelpaare zusammenfallen. Bei Drehung des Analysators treten zwei Paare von Büscheln parallel zu den Ebenen *A* und *P* auf.

In Schnitten geneigt zur Hauptachse zeigen sich unter günstigen Verhältnissen im natürlichen Licht verschiedene Färbungen in den durch den Hauptschnitt des Schlifses gegebenen Richtungen; der dem Achsenaustritt nächste Teil des Gesichtsfeldes ist dunkler und verläuft allmählich in die Färbung der entgegengesetzten Seite. Nach Einschaltung des Polarisators bildet sich ein Absorptionsbüschel an dem der optischen Achse abgewandten Teil des Gesichtsfeldes, wenn der Hauptschnitt der Platte senkrecht zur Schwingungsebene *P* liegt. Das Büschel wird breiter und schwächer nach dem die optische Achse bezeichnenden dunkeln Fleck hin. Bei einer Drehung der Platte aus dieser Stellung folgt das Absorptionsbüschel der Drehung, bis es vollständig aus dem Gesichtsfeld verschwindet. Liegt der Hauptschnitt der Platte parallel zu *P*, so ist die Färbung des Gesichtsfeldes dieselbe wie im natürlichen Licht.

Platten parallel zur optischen Achse zeigen im natürlichen Licht auf dunklerem Grund einen helleren Streifen senkrecht zur Achse. Die-

1) Die wichtigsten Arbeiten *Haidingers* über diesen Gegenstand sind etwa: Pogg. Ann. 65. 1845. 1—29; 86. 1852. 131—144. S. W. A. 13. 1854. 306—331.

2) Bull. Soc. Min. Fr. 2. 1879. 54—66; Z. X. 3. 1879. 449—470.

3) Bull. Soc. Min. Fr. 2. 1879. 67—70.

4) Bull. Soc. Min. Fr. 2. 1879. 72—78.

5) Nachr. K. Ges. Wiss. Göttingen 1888. 202—210.

6) Unter den zahlreichen Arbeiten *Voigts* möge besonders auf N. J. 1885. I. 119—141 verwiesen werden. Die neuste Arbeit erschien in Nachr. K. Ges. Wiss. Göttingen 1902. 48—91; auch mit einigen Zusätzen in Ann. Phys. (4). 9. 1902. 367—416.

7) N. J. 1898. II. 64—74.

8) S. H. A. Abh. 6. 1918. 45—50.

selbe Erscheinung hat man im geradlinig polarisierten Licht, wenn die Richtung der optischen Achse parallel P liegt. Steht sie senkrecht dazu, so ist die ganze Platte dunkel, weil nun ein Absorptionsbüschel auf den hellen Streifen fällt.

Gleiche Orientierung wie bei dem optisch negativen Turmalin zeigt die am optisch positiven Klinochlor sehr deutlich auftretende Erscheinung grüner Achsenflecke und Absorptionsbüschel auf rötlich gelbem Feld, weil auch hier die ordentliche Welle stärker absorbiert wird als die außerordentliche. Das Absorptionsschema für beide Mineralarten lautet also $\omega > \epsilon$, während bei Turmalin die Lichtbrechung auch $\omega > \epsilon$, bei Klinochlor aber $\omega < \epsilon$ ist. Die ursprüngliche *Babinetsche* Regel findet also hier wieder ihre Ausnahme. Ähnliche Erscheinungen bei manchen farblosen Phlogopiten erklärt *T. Crook*¹⁾ durch die Polarisation der Lichtwellen infolge des schiefen Einfalls und nicht durch Pleochroismus, wie er überhaupt diese polarisierende Wirkung hier für bedeutsamer hält und als Pseudopleochroismus bezeichnet.

Bei den einachsigen Kristallen mit einer für die außerordentliche Welle stärkeren Absorption als für die ordentliche ist der Achsenfleck heller als das Feld, und die Büschel sind um 90° gegen die Lage im ersten Fall verwendet. Magnesiumplatinzyanür ist ein ausgezeichnetes Objekt für die Beobachtung der Erscheinungen in dieser zweiten Klasse.

Die stark absorbierenden zweiachsigen Kristalle zeigen schon im gewöhnlichen Licht auf gefärbtem Grunde andersfarbige hyperbolische Büschel. Sie erscheinen bei rhombischen und monoklinen Kristallen immer senkrecht zur Ebene der optischen Achsen und werden durch einen den Austrittspunkt der optischen Achsen markierenden Fleck getrennt. Im triklinen Axinit liegen die Büschel schief zur Achsenebene. Andalusit, Cordierit und Epidot lassen die Erscheinung besonders deutlich wahrnehmen, wenn man Platten dieser Mineralien dicht vor das Auge hält und gegen den hellen Himmel sieht. Man nimmt sie auch sehr scharf und deutlich wahr, wenn man die Beobachtungsmethode von *Liebisch* anwendet und also wie bei den einachsigen Kristallen stark konvergentes Licht durch die unter dem Mikroskop liegenden Platten nach Entfernung von Polarisator und Analysator sendet. Am bequemsten studiert man das Phänomen an Spaltblättchen des Sulzbacher Epidots nach der Basis. Die hyperbolischen Büschel erscheinen dann braun auf grünem Grunde. Man nennt diese Kristalle mit Absorptionsbüscheln²⁾ auch zuweilen idiozyklophan oder epoptisch, obgleich *J. F. W. Herschel*³⁾ die erste und *E. Hermann*⁴⁾ die zweite Bezeichnung eigentlich auf Interferenzerscheinungen

¹⁾ Min. Mag. 16. 1911. 1—29. Ref. N. J. 1912. II. 8—9.

²⁾ Der Ausdruck „Polarisationsbüschel“ wurde von *Haidinger* für subjektive Erscheinungen verwendet, die mit dem radialfasrigen Bau der Netzhaut im gelben Fleck zusammenhängen.

³⁾ Vom Licht. Deutsche Übersetzung. Stuttgart u. Tübingen 1831. 616.

⁴⁾ Pogg. Ann. 26. 1832. 302—307.

an farblosen und verzwilligten Calciten und Aragoniten beschränkte, wo sie gelegentlich im gewöhnlichen Licht, also ohne Polarisator und Analysator auftreten. Auch spricht man von idiophanen Interferenzkurven, wie sie bei pleochroitischen Kristallen je mit einem Polarisator oder einem Analysator alleine entstehen.

In Fig. 163 mögen B und B' die Absorptionsbüschel, A die zur Platte senkrechte, A' die andere optische Achse darstellen. Dann wird in Anlehnung an eine Erklärung von *E. Mallard* (l. c.) eine die Platte schief durchlaufende und bei m in geringer Entfernung von A austretende Welle in zwei Wellen gespalten, von denen die eine, parallel $A m$ schwingend, schwächer absorbiert werde als die andere, senkrecht $A m$ schwingende. Die parallel dieser letzten Schwingung erfolgende Absorption ist für alle Punkte auf der Geraden $A A'$ dieselbe, während für die Schwingungen

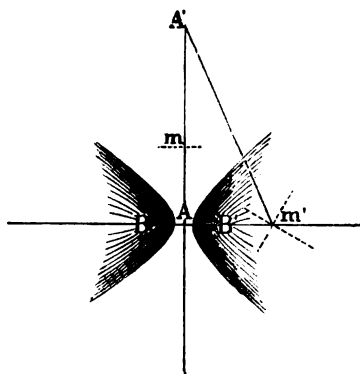


Fig. 163.

parallel $A A'$ eine kleine Änderung eintritt, die von der Lage der Schwingung gegen die in der Achsenebene befindlichen beiden Absorptionsvektoren abhängt. Es zeigt alsdann die Platte bei m eine Absorptionsfarbe, die hauptsächlich durch die schwächer absorbierte rechts-links schwingende Welle hervorgerufen wird. Beobachtet man ebenso eine die Platte bei m' schief durchsetzende Welle, so ist auch diese in zwei Wellen gespalten, deren Schwingungsrichtungen nach der *Fresnelschen* Konstruktion (s. § 33) gefunden werden und den Winkel $A m' A'$ sowie seinen Nebenwinkel halbieren. Wenn der Punkt m' weiter draußen als in Fig. 163 liegt, so werden die Absorptionsverhältnisse ähnlich wie bei m . Rückt aber der Punkt m' mehr an A heran, so liegen die Schwingungsrichtungen etwa unter 45° gegen die bisher betrachteten geneigt. Jede von ihnen zeigt eine mittlere Absorption, wodurch das Feld nicht so hell werden kann wie bei m und m' . Eingehendere Erklärungen haben *W. Voigt*¹⁾ auf Grund seiner Theorie der Absorption und *F. Becke*²⁾ im Anschluß an seine Skiodromen gegeben.

Die Absorptionsbüschel erscheinen bei den zweiachsigen Kristallen auch nach Einschaltung eines Polarisators. Als neu treten aber nun bei gewissen Stellungen der Achsenebenen zum Polarisator andere Büschel hinzu, die immer parallel zur Achsenebene liegen und bei den Kristallen des Typus I (s. Schluß dieses Paragraphen) dann in die Erscheinung treten, wenn die Ebene der optischen Achsen parallel zur Schwingungs-

¹⁾ l. c.

²⁾ T. M. P. M. 82. 1909. 474—481. Ref. Z. X. 50. 1912. 625—626.

ebene des Polarisators läuft, bei den Kristallen des Typus II sich dagegen zeigen, wenn diese Achsenebene senkrecht zu jener Schwingungsebene liegt.

Fällt in der ersten Klasse dieser zweiachsigen Mineralien geradlinig polarisiertes Licht auf eine Platte, die annähernd senkrecht zu einer optischen Achse liegt, oder die man bei schiefer Lage mit einem Linsensystem von großer Apertur beobachtet, so erblickt man, wenn die Schwingungsebene P des Polarisators senkrecht zur Ebene der optischen Achsen steht, dunkle Büschel senkrecht zur Achsenebene und dieser parallel ein helles Feld. Steht die Schwingungsebene P parallel zur Ebene der optischen Achsen, so hat man dunkle Büschel sowohl parallel als senkrecht zu dieser und die Achse selbst wird durch einen dunkeln Fleck markiert. — In diese Klasse gehört, wie schon *Haidinger* fand, der Andalusit, nach *Liebisch* auch Anomit (von Nertschinsk), Vivianit, Kobaltblüte, basaltische Hornblende (aus böhmischen Basalttuffen) und Titanit.

In der zweiten Klasse (Cordierit, Epidot, Muskovit, Augit) zeigen Platten von derselben Orientierung bei senkrechter Stellung der Achsenebene zur Schwingungsebene P des Polarisators dunkle Büschel sowohl parallel als senkrecht zur Ebene der optischen Achsen. Steht die Ebene P parallel zur Achsenebene, so hat man dunkle Büschel senkrecht zu dieser und helles Feld parallel derselben.

Hiernach kann man folgende Tabelle aufstellen

	Typus I	Typus II
	Andalusit, Anomit, Vivianit, Kobaltblüte, Basalt. Hornblende, Titanit	Cordierit, Epidot, Muskovit, Augit
Ohne Nicol	Büschelpaar quer zur Achsenebene	
Nicolschwingung } Achsenebene	Zwei gekreuzte Büschelpaare	Ein Büschelpaar quer zur Achsenebene
Nicolschwingung } ⊥ Achsenebene	Ein Büschelpaar quer zur Achsenebene	Zwei gekreuzte Büschelpaare

Von triklinen Kristallen ist bis jetzt erst der Axinit und dieser auch nur so weit von *W. Voigt* untersucht worden, als sich herausgestellt hat, daß die Absorptionsbüschel schief zur Achsenebene liegen und sich dem Typus II nähern.

Entsprechende Erscheinungen der Absorption sind bei sehr tief gefärbten Mineralien auch mikroskopisch in allen Schnitten, in denen Achsenaustritt stattfindet, um jede Achse wahrnehmbar.

68. Pleochroismus und Interferenzerscheinungen. Eigentümliche Modifikationen der Interferenzerscheinungen beobachtet man bei Über-

einanderlagerung doppelbrechender Blättchen, wenn das eine von ihnen stark pleochroitisch ist, also die Lichtschwingungen in bestimmter Richtung stark absorbiert. *J. L. C. Schroeder van der Kolk*¹⁾ und *H. Rosenbusch*²⁾ haben diese Erscheinungen beschrieben und erklärt.

Man denke sich ein Biotitblättchen senkrecht zur Basis geschnitten und überlagert von Quarz. in einer Weise, daß die Hauptschnitte beider Mineralien nicht zusammenfallen und eine durch die Figuren 164 und 165 gezeichnete Orientierung gegen die Schwingungsrichtungen *P* und *A* der gekreuzten Nicols einnehmen. Wenn nun in der durch die Schraffierung des unteren Blättchens angegebenen Schwingungsrichtung starke Absorption und senkrecht dazu keine wesentliche Schwächung stattfindet, so wird die vom Polarisator *P* kommende Welle in der durch Fig. 164 angegebenen Lage im Biotit absorbiert. In den Quarz tritt also gar kein Licht ein und das Biotit-Quarz-System erscheint in dieser Stellung zwi-

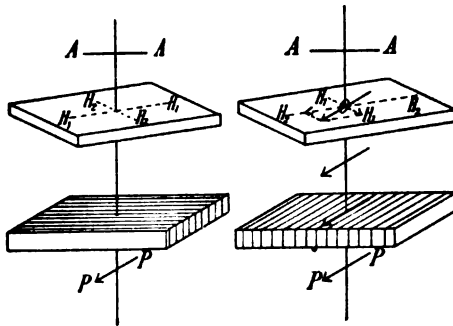


Fig. 164.

Fig. 165.

sehen gekreuzten Nicols dunkel. Dreht man die beiden Platten, die ja in Wirklichkeit dicht übereinander liegen und ein Ganzes bilden, so wird das von *P* kommende Licht den Biotit teilweise durchdringen, alsdann im Quarz nach dessen Hauptschnitten H_1 und H_2 zerlegt und einen Gangunterschied erhalten, der im Analysator *A* zur Interferenz führt. Hat man die kombinierte Platte um 90° gedreht (Fig. 165), so geht die vom Polarisator kommende Welle unzerlegt und unabsorbiert durch den Biotit und erfährt im übrigen dieselben Veränderungen wie vorher; es kann in dieser Stellung keine Dunkelheit zwischen gekreuzten Nicols eintreten. Vielmehr findet Auslöschung des Systems Biotit-Quarz erst dann wieder statt, wenn man im ganzen um 180° gedreht hat; die Auslöschung ist bei einer vollen Drehung nur eine zweimalige.

Denkt man sich nun das Biotit-Quarz-System umgekippt zwischen gekreuzten Nicols, also den Biotit oben, den Quarz unten, im übrigen aber in der Stellung zu Polarisator und Analysator, wie es Fig. 165 angibt, so

¹⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 7. 1890. 30—32.

²⁾ Diese Physiographie. 3. Aufl. I. 1892. 143—145.

wird die vom Polarisator kommende Welle im Quarz zerlegt. Jede hier entstehende Welle erfährt im Biotit eine nochmalige Zerlegung. Die beiden parallel der starken Absorptionsrichtung von vorn nach hinten schwingenden Wellen werden im Biotit absorbiert, die dazu senkrecht vibrierenden Komponenten treten hindurch und gelangen auch durch den Analysator ins Auge; es findet also keine Auslöschung statt. Diese tritt erst bei Drehung der Platten um 90° , wenn also die Spaltrisse des Glimmers mit der Analysatorschwingung parallel laufen, und dann erst wieder bei einer weiteren Drehung um 180° ein. Es erfolgt auch hier bei voller Drehung nur eine zweimalige Auslöschung und zwar in zwei Stellungen, die zu denen im ersten Fall um 90° gedreht sind. In diesem zweiten Fall wirkt das Glimmerblättchen als Analysator, wenn man den eigentlichen Analysator abhebt; demzufolge zeigt der zwischen Polarisator und Biotit lagernde Quarz auch bei abgehobenem Analysator Interferenzfarben.

69. Pleochroitische Höfe. Manche Mineralien zeigen nur an einzelnen Stellen und in der nächsten Umgebung mikroskopischer Einschlüsse einen auffallenden Pleochroismus, der sich nach der Orientierung des Wirtes richtet. Bei Einschaltung des Polarisators und Parallelstellung seiner Schwingungsebene mit einem optischen Vektor tritt Dunkelstellung, bei Drehung um 90° Aufhellung ein. Diese eigentümliche, oft sehr zierliche Erscheinung findet sich in einem Umkreis von wie man früher meinte $30\text{--}70\ \mu$, wie man jetzt weiß höchstens $40\ \mu$ Radius und wurde zuerst 1873 von *H. Rosenbusch* an Cordierit¹⁾, später von ihm und vielen andern Mineralogen an weiteren Mineralien beschrieben. Bei dem Umfang, den die Forschungen über diesen interessanten Gegenstand angenommen haben, ist es nicht ganz leicht, den ersten Beobachter für ein bestimmtes Mineral an der richtigen Stelle zu nennen, indessen mag folgende Übersicht einigermaßen den Tatsachen gerecht werden. So wurden diese pleochroitischen Höfe zum erstenmal beschrieben:

In Cordierit, Biotit, Andalusit²⁾, Diopsid³⁾, Lithionit⁴⁾, von *H. Rosenbusch*.

In Augit und Hornblende (z. T. Uralit) von *E. Cohen* und *A. Michel-Lévy*⁵⁾.

In Turmalin von *H. Traube*⁶⁾.

In Ottrelith von *Ch. L. Whittle*⁷⁾.

¹⁾ Diese Physiographie 1. Aufl. I. 1873. 272.

²⁾ Die Steiger Schiefer. Straßburg 1877. 221—222; eine hier angegebene Beobachtung im Quarz ist bis jetzt nicht bestätigt worden.

³⁾ Diese Physiographie 2. Aufl. I. 1885. 191.

⁴⁾ Diese Physiographie 4. Aufl. I. 2. 1905. 261.

⁵⁾ N. J. 1888. I. 166; C. R. 109. 1889. 975; s. a. *J. Romberg*, N. J. BB. 8. 1893. 353.

⁶⁾ N. J. 1890. I. 186—188; s. a. *A. Michel-Lévy*, C. R. 1895. 287 und 1889. 973.

⁷⁾ Bull. Geol. Soc. Am. 4. 1893. 147; s. a. diese Physiographie 4. Aufl. I. 2. 1905. 280.

In Glaukophan von *K. A. Ktenas*¹⁾.

In Chlorit und Staurolith von *F. P. Mennell*²⁾.

Die Höfe im Cordierit erklärte der Physiker *Kundt*, an den sich *Rosenbusch* damals bei seiner Entdeckung wandte, als eine Folge des Pleochroismus, bei dem die Absorption für blaues Licht besonders stark auftritt. Daher erscheinen sie in diesem Mineral auf Schnitten der Prismenzone deutlich, wenn das Licht parallel zur c-Achse schwingt, und verschwinden auf Schnitten nach der Basis. Schon den ersten Beobachtern fiel das Gebundensein der Höfe an Einschlüsse und ihre Abhängigkeit von der Natur dieser Einschlüsse auf. So wurde das Auftreten um bestimmte Mineralien besonders von folgenden Mineralogen festgestellt:

Um Zirkon³⁾, Dumortierit, Allanit⁴⁾ von *A. Michel-Lévy* und *Lacroix*.

Um Orthit von *F. P. Mennell*²⁾ und *G. Hövermann*⁵⁾.

Um Topas, Pleonast, Rutil, Zinnstein und Erze (besonders Magnetkies) von *H. Rosenbusch*⁶⁾.

Um Apatit von *E. Cohen*⁷⁾, *F. P. Mennell*²⁾ und *G. Hövermann*⁵⁾.

Um Quarz von *H. Hatch*⁸⁾.

Um Titanit von *H. Hatch*⁸⁾ und *F. P. Mennell*²⁾.

Um Titaneisen von *O. Mügge*⁹⁾.

Um Monazit von *E. Schmidhuber*¹⁰⁾.

Um Epidot von *F. P. Mennell*²⁾.

Viele dieser Mineralien sind auch von Andern als Ursache der Höfe beschrieben worden, es würde aber zu weit führen, alle Namen zu nennen; es sei nur noch erwähnt, daß eine unter *A. Sauers* Leitung von *E. Schmidhuber* ausgeführte Untersuchung zur Kenntnis radioaktiver Erscheinungen im kristallinen Grundgebirge des Schwarzwaldes näher auf die Hofbildung um Zirkon, Apatit, Orthit, Epidot und monazitähnliche Mineralien auch illustrativ eingeht, und daß besonders durch *O. Mügge* und seine Schüler¹¹⁾ das Studium dieser Phänomene auf eine neue Basis gestellt wurde. Die Höfe sind am häufigsten gleichmäßig gefärbt mit scharfer äußerer Grenze, zeigen aber auch zuweilen ringförmige Entwicklung mit

1) T. M. P. M. 26. 1907. 277.

2) Geol. Mag. 7. 1910. 15—19; Ref. Z. X. 52. 1913. 416.

3) C. R. 94. 1882. 1196—1198; Bull. Soc. Min. Fr. 5. 1882. 133—136.

4) C. R. 106. 28. Mai 1888; Bull. Soc. Min. Fr. 11. 1888. 67. Auch *Michel-Lévy* in C. R. 109. 1889. 975.

5) N. J. BB. 34. 1912. 321—400.

6) Diese Physiographie 3. Aufl. I. 1892. 210; wegen Rutil s. a. *H. Traube*, N. J. 1890. I. 187—188.

7) N. J. 1888. I. 166.

8) Qu. J. G. S. 45. 1889. 542.

9) Zentralbl. f. Min. usw. 1909. 144.

10) Jahresber. Oberrh. Geol. Ver. 1915. 51—52.

11) *G. Hövermann*, l. c.; ferner *B. Gudden*, Pleochroitische Höfe. Ihre Ausbildungsformen und ihre Verwendung zur geologischen Zeitmessung. Dissert. Göttingen 1919. 41 S. u. 2 Taf.

dunklem Kern und starker Färbung am äußeren Rande. Auch mannigfaltige andere Absorptionsverteilungen treten auf, worüber die Arbeiten von *G. Hövermann* und *B. Gudden* an Hand zahlreicher Abbildungen guten Aufschluß geben.

O. Mügge führte 1907 und 1909 (l. c.) gleichzeitig mit *J. Joly*¹⁾ die Wirkung auf das Radium und seine Zerfallprodukte zurück. Da das Radium nur aus den Elementen Uran und Thor zu entstehen scheint, hat man seine Aufmerksamkeit auf das Vorkommen dieser Elemente gerichtet und nicht weniger als über 100 Mineralien mit einem Gehalt an U und Th gefunden²⁾. Unter diesen Mineralien spielt der als Nebengemengteil der Tiefengesteine so verbreitete Zirkon eine Hauptrolle und gerade um ihn finden sich auch die Höfe am allerschönsten und häufigsten. Der Gehalt an seltenen Erden — nicht an U, wohl aber an Th — ist ja durch die Ausnutzung der Nord Carolina-Zirkone bei der *Auerschen* Glühstrumpffabrikation bekannt.

O. Mügge hat seine Auffassung alsbald durch künstliche Erzeugung der Höfe mit Radiumbromid in Steinsalz, Cordierit, Biotit, Chlorit, Hornblende, Strahlstein, Glaukophan bestätigt, während an andern gesteinsbildenden Mineralien, in denen pleochroitische Höfe angegeben werden, wie Turmalin, Andalusit, Augit, auch nach einer zehn Monate langen Bestrahlung keine Wirkung zu erkennen war. Indessen wird man nicht zweifeln, daß die Höfe hier schließlich von der gleichen Entstehung sind. Besonders hält man die Strahlung von Radium-C und Thorium-C für wirksam, weil die Reichweite dieser Strahlungen von 40 μ mit den Dimensionen der Höfe gut übereinstimmt.

Weniger ist man über die Natur der Pigmente unterrichtet, wenn auch die früheren Ansichten, daß es sich um organische oder anorganische Farbstoffe handle, die durch Erhitzen (besonders bei Cordierit) oder durch Behandlung mit Salzsäure (besonders bei Biotit) zerstört würden, nun als überwunden zu gelten haben³⁾. Auch die Zurückführung dieser Pigmentierungen auf Helium-Atome, die aus dem Radium entstanden und in das Kristallgitter eingeschlossen seien, wird nicht mehr allgemein angenommen. Vielmehr spricht man gegenwärtig nur ganz objektiv von einer „ α -Wirkung“ des Radiums, das die Atome und Atomgruppen im Kristallgebäude unter Hervorbringung einer starken selektiven Absorption beeinflußt.

Auch die Lichtbrechung erfährt durch die „ α -Wirkung“ insofern eine Beeinflussung, als mit der stärkeren Absorption der betreffende Brechungsexponent erhöht wird. Dies hat bei Biotit, wo die γ - (oder β -) Welle besonders stark absorbiert und höher lichtbrechend wird, eine Ver-

1) *Philos. Mag.* (6) 13. 1907. 381; (6) 19. 1910. 327 u. 630; *Nature*, 10. Febr. 1910.

2) *B. Szilard* soll in *Le Radium* 6. 1909. 233 nicht weniger als 111 Mineralien dieser Art aufführen.

3) Die hierauf sich beziehende Literatur ist in der 4. Aufl. dieser Physiographie I. 1. 1904. 346—347 zu finden.

grösserung der Doppelbrechung ($\gamma - \alpha$) zur Folge, während bei Cordierit infolge der stärkeren Absorption und Brechung der α -Welle die Doppelbrechung ($\gamma - \alpha$) verkleinert wird. Bei Chlorit tritt Erhöhung oder Erniedrigung der Doppelbrechung ein, je nachdem eine negative oder positive Varietät vorliegt (*Mügge*, l. c. 1909. 69). Auch eine Änderung der Auslöschungsschiefe $c : c$ bis zu 4° wurde von *G. Hövermann* (l. c. 359) an Hornblende infolge künstlicher Bestrahlung mit Radiumbromid beobachtet.

Sehr interessante und weitreichende Folgerungen hat man nach dem Vorgang von *O. Mügge* aus diesen pleochroitischen Höfen auf das geologische Alter der Mineralien und ihrer Gesteine abgeleitet. Die auf *Rutherford-Jolyschen* Messungen beruhenden, sehr große Zeiträume umfassenden Bestimmungen werden neuerdings für zu hoch gehalten, worüber in den neusten Arbeiten von *O. Mügge*¹⁾ und von *A. Johnsen*²⁾ sowie in der Dissertation von *B. Gudden* (l. c.) Näheres zu finden ist.

70. Künstlicher Pleochroismus. Da sich der Pleochroismus anscheinend nur bei farbigen oder gefärbten Kristallen, nicht bei wasserhellen findet, kam *de Sénarmont* auf den in § 64 erwähnten Gedanken, ob es nicht möglich sei, durch eine künstliche Färbung den farblosen Kristallen die Fähigkeit der farbigen Absorption zu erteilen. Seine deutlich pleochroitisch gewordenen Strontiumnitratkristalle zeigen auch die Polarisationsbüschel, wenn man sie in der Richtung einer optischen Achse durchblickt. *H. Rosenbusch* wiederholte diese Versuche, indem er Fuchsin als Färbungsmittel verwandte³⁾ und sehr schön pleochroitische Kristalle des *Sénarmontschen* Salzes $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2 + 4\text{H}_2\text{O}$ aus heiß gesättigter Lösung züchtete. Leider halten sich die monoklinen Kristalle nur in ihrer Mutterlauge, an der Luft werden sie durch Wasserverlust sehr rasch trübe. Die Versuche sind mit Salmiak und Eisenchloridlösung von *O. Lehmann*⁴⁾ wiederholt und von anderen Autoren an andern Stoffen oft bestätigt worden. *P. Gaubert*⁵⁾ benutzte den auf diese Weise erzeugten Pleochroismus zur Beobachtung optischer Anomalien an pseudo-regulären Kristallen. Er unterscheidet neuerdings zwei Gruppen künstlich gefärbter pleochroitischer Kristalle, je nachdem sich der Farbstoff im Kristall in demselben Zustand befindet wie in der Lösung oder in Kristallen eingelagert ist.

*Boricky*⁶⁾ machte durch Glühen manche in den Gesteinen auftretenden Mineralien (Olivin, Bronzit, Cordierit), die im ungeglühten Zu-

1) Nachr. Ges. Wiss. Göttingen. 1919. 78—100. Ref. N. J. 1921. I. 123—124.

2) Die Naturwissenschaften. 7. 1919. 665—670 u. 690—694. Ref. N. J. 1921. I. 121—122.

3) Diese Physiographie 1. Aufl. 1873. 106.

4) Wied. Ann. Phys. 51. 1894. 50, wo auch weitere Literatur zu finden ist.

5) Bull. Soc. Min. Fr. 17. 1894. 121—123. C. R. 149. 1909. 1004. Ref. N. J. 1911. I. 335; Z. X. 50. 1912. 293.

6) Elemente einer neuen chem.-mikrosk. Mineral- und Gesteinsanalyse. Prag 1877. S. 49—51.

stand keinen oder nur schwachen Pleochroismus wahrnehmen liessen, deutlich bis stark pleochroitisch. Er erzielte die besten Resultate, wenn die Substanz (als Dünnschliff) auf einem Platinblech 1,5—2 Minuten einer lebhaften Rotglut ausgesetzt wurde. Nicht selten findet man den Olivin in den Gesteinen der Melaphyr- und Basaltreihe rot gefärbt durch mehr oder weniger fortgeschrittene Ausscheidung von Fe_2O_3 . Es ist damit nicht immer aber doch bisweilen gleichfalls deutlicher Pleochroismus verbunden.

Ausgezeichnet pleochroitische Wirkung erzielte *O. Mügge* bei seinen Versuchen mit RaBr_2 an verschiedenen, S. 207 erwähnten Mineralien. *H. Ambronn* und *R. Zsigmondy*¹⁾ haben an tierischen und pflanzlichen doppelbrechenden Fasern und doppelbrechender Gelatine Pleochroismus durch kolloidale Gold- und Silberlösung hervorgerufen. Sehr deutlicher Dichroismus entsteht im blauen Steinsalz durch Druck, wie *F. Cornu*²⁾ zuerst zeigte. Der Dichroismus bleibt nach Aufhebung des Druckes erhalten und verschwindet erst wieder nach mäßiger Erwärmung.

71. Lumineszenz. Wenn auch die Erscheinungen der Lumineszenz bei der Gesteinsdiagnose, insbesondere bei der mikroskopischen Untersuchung, noch keine Anwendung finden, mögen sie hier doch erwähnt werden, da sie mit der Zeit vielleicht auch für unsere Zwecke zu gebrauchen sind. — Wie schon in § 12 gesagt, leuchten manche Körper auch bei gewöhnlicher Temperatur oder bei geringer, dunkelste Rotglut lange nicht erreichender Temperatursteigerung oder wenn sie einer Erregung durch Licht oder durch radioaktive Strahlung ausgesetzt werden oder wenn sie zerbrechen oder kristallisieren. Für dieses eigenartige Licht hat *Eilh. Wiedemann* 1888³⁾ den Namen Lumineszenz vorgeschlagen und im einzelnen folgende Arten unterschieden:

Lumineszenz durch Bestrahlung . . .	Photolumineszenz (Fluoreszenz oder Phosphoreszenz),
" " geringe Erwärmung	Thermolumineszenz,
" " Kristallisieren . . .	Kristallolumineszenz,
" " Zerbrechen . . .	Tribolumineszenz,
" " elektr. Entladung .	Elektrolumineszenz,
" " Kathodenstrahlung.	Kathodolumineszenz,
" " chemische Prozesse	Cheminolumineszenz.

Die ersten sechs Arten der Lumineszenz sind, wie mich mein verehrter Kollege *Lenard* belehrt, identische Vorgänge, nur mit verschiedener Erregungsart. Dagegen ist die an letzter Stelle genannte Chemolumineszenz davon gänzlich verschieden und beruht auf einer Erregbarkeit durch chemische Umsetzung.

¹⁾ Ber. Wiss. Leipzig. 7. Dez. 1896. 31. Juli 1899.

²⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1907. 166—168.

³⁾ Ann. Phys. 34. 1888. 446.

Über die einzelnen Lumineszenzarten sei noch bemerkt, daß die Photolumineszenz entweder nur während der Dauer der Bestrahlung anhält und dann Fluoreszenz heißt oder länger dauert, wenn auch oft nur Bruchteile von Sekunden, und dann als Nachleuchten oder Phosphoreszenz bezeichnet wird. Bei dieser Nomenklatur muß man sich nun allerdings daran gewöhnen, daß die schon 1824 von *F. Mohs*¹⁾ am Flußspat erwähnte und 1852 von *G. G. Stokes*²⁾ als Fluoreszenz bezeichnete Erscheinung nicht mehr hierher, sondern zur Phosphoreszenz gehört, daß also der Flußspat nicht mehr fluoresziert, so wenig — in der modernen Sprache — der Phosphor phosphoresziert. Fluoreszenz wird nur bei Flüssigkeiten, Phosphoreszenz nur bei festen Körpern beobachtet. Im allgemeinen ist das fluoreszierende Licht von größerer Wellenlänge als das der Bestrahlung, worauf ja das Sichtbarmachen des sonst unsichtbaren ultravioletten Lichtes beruht. — Das eigentliche Nachleuchten oder Phosphoreszieren, wie es schon im 17. Jahrhundert am Lapis Bononiensis vom Monte Paterno bei Bologna wahrgenommen wurde, ist besonders durch die Arbeiten *P. Lenards* und seiner Schüler seit 1904³⁾ näher untersucht und auf Erdalkalisulfide, denen kleine Mengen von besonders Cu, Pb, Mn, Ni, Bi beigemischt sind, zurückgeführt worden.

Von den gesteinsbildenden Mineralien werden Sodalith, Hauyn, Nosean und die Mineralien der Willemitgruppe besonders stark zum Leuchten gebracht, wenn man sie mit ultraviolettem Licht bestrahlt. *Th. Liebisch*⁴⁾ verwandte hierzu eine mit *Wood*schem Absorptionsfilter versehene Eisenkohlenlampe oder eine Quarzglas-Quecksilberbogenlampe. Zur Absorption des vom Filter noch in Spuren durchgelassenen violetten Lichtes wird eine mit Auramin—0 gelb gefärbte Gelatineplatte vor das Auge gehalten.

Thermolumineszenz tritt bei manchen Diamanten, Flußspäten, Phosphaten und Marmorarten besonders deutlich auf, immer aber erst nach vorangegangener Erregung durch Licht oder radioaktive Strahlung.

Kristallolumineszenz wurde zuerst von *J. G. Pickel*⁵⁾ am Kaliumsulfat, dann von *H. Rose*⁶⁾ an arseniger Säure und an andern Substanzen beobachtet.

Tribolumineszenz kann man sehr deutlich an einer mexikanischen, ihrem Fundort nach nicht näher bekannten Zinkblende und an einer andern, bis jetzt in der Literatur noch nicht bekannt gewordenen Zink-

1) Grundriß der Mineralogie. II. 1824. 84.

2) Philos. Trans. 1852. 463—562; 1853. 385—396; s. auch Pogg. Ann. Erg.-Bd. 4. 1854. 177—345; 96. 1855. 523—542.

3) *P. Lenard* und *V. Klatt*, Über die Erdalkaliphosphore. Ann. Phys. 15. 1904. 225—282; 425—484; 633—672. Zusammenfassendes und Literaturnachweise über neuere Untersuchungen s. *P. Lenard*, S. H. A. 1917. A. 5. und 7. Abh., 1918. A. 8. und 11. Abh.

4) S. B. A. 1912. 219—240.

5) Taschenb. f. Scheidekünstler usw. Weimar 1787. 55.

6) Pogg. Ann. 35. 1835. 481—485; 52. 1841. 443—464 u. 585—600.

blende von der Grube Catavera bei Zumarraga, Provinz Guipuzgoa in Nordspanien, die die hiesige Sammlung Herrn Dr. *S. Reinheimer* verdankt, beobachten. Die letztere Zinkblende zeigt schon beim Ritzen mit dem Fingernagel lebhaftes Funkensprühen. Herr Geh. Rat *Lenard* teilte mir noch mit, daß die Lumineszenzwirkung der Zinkblende auf einem kleinen Gehalt an Kupfer und Mangan beruhe. Die Tribolumineszenz tritt u. a. bei Körpern auf, die auch durch Licht (sichtbares oder ultraviolette) erregbar sind und die ihre Erregung wahrscheinlich durch Entladungen beim Zerbrechen, also durch eine Art Piezoelektrizität erhalten. Zur Orientierung über dieses uns einstweilen etwas fern liegende Thema sei besonders auf einige Arbeiten von *M. Trautz*¹⁾ hingewiesen, die auch zahlreiche weitere Literaturangaben enthalten.

Cheminolumineszenz, für die in der älteren Literatur auch der Name Phosphoreszenz gebraucht wird, beobachtet man an dem im Dunkeln leuchtenden Phosphor sowie an Leuchtkäfern und Leuchtbakterien (faulendem Holz).

Siebttes Kapitel.

Änderung der optischen Eigenschaften durch äußere Einflüsse.

72. Optische Anomalien. Die Einteilung der optischen Medien nach der Übersicht in § 14 gilt nur für durchaus normal gebildete Kristalle. Ausnahmen zeigen sich, sobald ein Kristall einseitigem Druck oder ungleichmäßiger Temperatur ausgesetzt wird und damit seinen homogenen Aufbau verliert, oder wenn sich während seiner Entstehung störende Einflüsse geltend machen, unter denen er nachher dauernd zu leiden hat. Isotrope, also amorphe und reguläre Körper werden durch einseitigen Druck oder ungleiche Erwärmung doppelbrechend und zwar, wie schon *Brewster* beobachtete²⁾, einachsig oder zweiachsig, je nach der Form des isotropen Körpers. *F. Klocke*³⁾ und *A. Bensaude*⁴⁾ wiesen diesen Zusammenhang besonders deutlich nach, und *C. Klein*⁵⁾ und *R. Brauns*⁶⁾

¹⁾ Z. f. phys. Chem. **53**. 1905. 1—115. Physik. Zeitschr. **10**. 1909. 255—258. *Jon*, Z. f. Elektronik usw. **2**. 1910. 77—128.

²⁾ Die zahlreichen Arbeiten *D. Brewsters* auf diesem Gebiet finden sich in den Philos. Trans. seit 1814. Einzelheiten der Literatur s. bei *R. Brauns* in seiner unten in Fußnote 5 zitierten Arbeit.

³⁾ N. J. 1881. II. 261—266.

⁴⁾ N. J. 1882. I. 72—73.

⁵⁾ Die hauptsächlichsten *Kleinschen* Arbeiten über optische Anomalien stehen N. J. 1880. II. 209—250 (Boracit); 1881. I. 239—256 (Boracit); 1883. I. 87—163 (Granat). — Nachr. Ges. Wiss. Göttingen 1884. 129—136 (Leucit). — N. J. 1887. I. 223—246 (Beleuchtung u. Zurückweisung usw.). — S. B. A. 1890. 703—733 (Rhodizit usw.); 1892. 212—265 (Apophyllit); 1894. 723—772 (Granat usw.); 1897. 290—354 (Leucit, Analcim); 1898. 676—692 (Granat); 1904. 653—658 (Vesuvian).

⁶⁾ Sehr eingehende Studien von *R. Brauns* erschienen als gekrönte Preisschrift „Die optischen Anomalien der Kristalle“. 370 S. u. 6 Taf. in der Fürstl.

haben ihn bei ihren Untersuchungen an optisch anomalen regulären Kristallen in sicherster Weise erhärtet. Ebenso fand bereits *Brewster*, daß optisch einachsige Kristalle, die senkrecht zu ihrer optischen Achse einen Druck erfahren, zweiachsig werden. Ferner zeigte *H. Bücking*¹⁾, daß bei zweiachsigen Kristallen der optische Vektor in der Richtung des Drucks vergrößert wird. Dies stimmt überein mit der von *Moigno* und *Soleil*²⁾ gemachten Beobachtung, daß sich bei einachsigen Kristallen, die durch einen senkrecht zur optischen Achse erfolgenden Druck zweiachsig werden, die Ebene der optischen Achsen bei positiven Kristallen parallel zur Druckrichtung und bei negativen Kristallen senkrecht zur Druckrichtung legt. Hiernach zeigen basale Platten von Beryll und Quarz, die man senkrecht zur optischen Achse, also in irgend einer Richtung in der Ebene der Platten preßt, Veränderungen im konvergenten Licht, wie sie in Fig. 166 für Beryll und in Fig. 167 für Quarz dargestellt sind. Man sieht, daß sich im ersteren Fall die Ebene der optischen Achsen senkrecht zu dem durch die Pfeile angedeuteten Druck, im letzteren Fall parallel

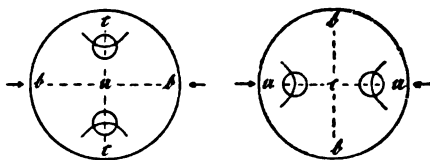


Fig. 166.

Fig. 167.

hierzu lagern. Wie Beryll und Quarz verhalten sich bei einseitigem Druck auch Glas und Steinsalz, während nach *F. Pockels*³⁾ bei allseitigem Druck bei Steinsalz, Flußspat und Sylvin eine Verkleinerung der optischen Vektoren eintritt. — Einseitige Erwärmung senkrecht zur Hauptachse einachsiger Kristalle läßt diese, wie *W. Klein* zeigte⁴⁾, zweiachsig werden, wobei der Vektor in der Richtung der Wärmezufuhr kleiner wird. Einseitige Erwärmung von senkrecht zur Bisektrix geschnittenen Platten zweiachsiger Kristalle (Cordierit, Topas) ruft eine Deformation der optischen Erscheinungen hervor, solange die Erwärmung ungleichmäßig erfolgt. Bei dieser ungleichmäßigen Erwärmung sind ebenso wie bei der mechanischen Pressung die in den Medien hervorgerufenen Spannungen als die Ursachen der optischen Anomalien zu betrachten. Daher hat man mit Recht gefolgert, daß wenigstens bei einem Teil der im Mineralreich

Jablonowskischen Ges. Leipzig. 1891. Inzwischen erschienene Arbeiten des gleichen Verfassers über dasselbe Thema stehen: N. J. 1892. I. 198—209, 216—218; 1895. II. 133—143; Ber. Oberhess. Ges. Gießen 32. 1897. 9 S.; N. J. 1898. I. 40—59.

¹⁾ Z. X. 7. 1883. 555—568.

²⁾ C. R. 30. 1850. 361.

³⁾ Dissert. Göttingen 1889. 93 S. Ann. Phys. 37. 1889. 144—172, 269—305, 372—394; 39. 1890. 440—469.

⁴⁾ Z. X. 9. 1884. 38—72.

auftretenden analogen Erscheinungen mechanische Deformationen zur Erklärung heranzuziehen sind.

Solche Spannungen können entstehen durch Einschlüsse von Gasen¹⁾ oder Flüssigkeiten, die auf ihre Wandungen drücken, und von festen Körpern²⁾, die durch Kontraktion einen Zug oder durch Dilatation einen Druck auf die nächstgelegenen Teile des Wirtes ausüben. Ebenso sind bei Zinkblende die Interferenzkreuze um die Schlaglöcher und bei Steinsalz die Doppelbrechungserscheinungen um die Schlagfiguren auf Pressungen zurückzuführen. Die Anomalien können auch durch Kräfte hervorgerufen worden sein, die früher einmal gewirkt haben und von dauerndem Einfluß auf den Kristallbau blieben. Derartige Phänomene sind von regelmäßiger Doppelbrechung dadurch leicht zu unterscheiden, daß die Erscheinung im Blättchen nicht an allen Punkten die gleiche, sondern abhängig vom Ort ist.

Bei einer andern Gruppe von Kristallen wie Granat, Alaun, Blei- und Bariumnitrat, Turmalin u. a. sind die Anomalien — wenn wir uns der Einteilung von *R. Brauns* anschließen — durch innere Spannung hervorgerufen, die mit der verschiedenen Größe der sich mischenden isomorphen Moleküle in Zusammenhang stehen. Am einwandfreisten wurde dies durch die Versuche und Beobachtungen von *R. Brauns*³⁾ erwiesen, indem er zeigte, daß chemisch ganz reine Kristalle von Alaunen, Bleinitrat, Bariumnitrat und andern Salzen des regulären Systems vollkommen isotrop sind, und die anomale Doppelbrechung nur bei solchen vorkommt, denen ein isomorphes Salz beigemischt ist. Da nun die isomorphen Gemische in ihrer äußeren Form häufig nichts von der durch die verschiedene Größe der Teilmoleküle entstandenen Spannung erkennen lassen, so hat man die auffallende Erscheinung, daß sich Blättchen von solchen regulären Kristallen zwischen gekreuzten Nicols in gewissen Stellungen teilweise oder ganz aufhellen. Analog lassen quadratische und hexagonale Kristalle im Konoskop das Achsenbild eines optisch zweiachsigen Körpers erkennen, wenn auch mit kleinem Achsenwinkel. Unter den Kristallen der übrigen Systeme würden diese Störungen wohl häufiger erwähnt werden, wenn sie sich durch ebenso auffallende Erscheinungen leicht wahrnehmen ließen, wie das bei dem Auftreten der Doppelbrechung gegenüber der erwarteten Isotropie, oder der Zweiachsigkeit gegenüber der Einachsigkeit der Fall ist.

Bei einer dritten Gruppe wird die *Mallardsche* Hypothese, die der französische Forscher zur Erklärung aller optischen Anomalien auf-

¹⁾ Schon 1820 beobachtete *Brewster* das nach ihm zuweilen benannte Interferenzkreuz an Bernstein und Diamant in der Nähe kleiner von ihnen eingeschlossener Luftblasen. *Gilb. Ann.* 65. 1820. 25; *Pogg. Ann.* 36. 1835. 564.

²⁾ *R. Brauns* berichtet über eine auch sonst sicherlich vielfach beobachtete Erscheinung am Granat, der vollkommen einfach brechend war und nur um Einschlüsse Doppelbrechung mit radial gerichteten grösseren optischen Vektoren zeigte.

³⁾ *N. J.* 1883. II. 102—111.

stellte¹⁾, auch von denen als richtig angesehen, die jener Hypothese die allgemeine Gültigkeit absprechen. Es handelt sich hier um Kristalle (Natriolith, Prehnit, Pennin, Ferrocyankalium usw.), die infolge einer innigen Zwillingslamellierung das zeigen, was *J. G. Ch. Nörrenberg* und *E. Reusch* mit ihren Glimmerkombinationen²⁾ erreichten.

In einer vierten und letzten Gruppe vereinigt *Brauns* jene Mineralien (Leucit, Boracit, Tridymit usw.), die *Tschermak* als mimetisch bezeichnet, da viele kleine Individuen von geringerer kristallographischer Symmetrie sich durch innige Zwillingsverwachsung zu einem Sammelindividuum von höherer Symmetrie vereinigen und diese höhere Symmetrie also nachahmen, ohne sie doch in ihrem Kristallbau zu besitzen. Die zahlreichen und wichtigen Studien, die *E. Reusch*, *E. Mallard*, *C. Klein*, *A. Bensaude*, *O. Mügge*, *A. Merian* u. a. über diese pseudosymmetrischen Gebilde veröffentlichten, haben gezeigt, daß eine große Zahl dieser anscheinenden Anomalien durch Erwärmung zum Verschwinden gebracht werden kann. Sie haben dann ihren Grund darin, daß solche mimetischen Substanzen dimorph sind und unter den ihre Entstehung begleitenden physikalischen Bedingungen eine Form annehmen, die nicht die mit den späteren physikalischen Existenzbedingungen übereinstimmende Gleichgewichtslage des Molekulargebäudes ist. Es tritt demzufolge bei veränderten Existenzbedingungen, innerhalb der einmal gegebenen und mehr oder weniger erhalten bleibenden starren äußeren Kristallform, eine molekulare Umlagerung ein, durch die eine möglichste Annäherung an die den veränderten Bedingungen entsprechende Gleichgewichtslage erstrebt wird. Ob diese wirklich erreicht wird, d. h. ob die aus der optischen Untersuchung sich ergebende Symmetrie eines mimetischen Körpers wirklich die den jetzigen Druck- und Temperaturverhältnissen entsprechende ist, oder aber ob diese nur durch gewisse Spannungen bedingt wird, die durch das Anstreben einer neuen molekularen Gleichgewichtslage in einer unnachgiebig starren äußeren Form entstehen muß, wird im gegebenen Falle nicht immer leicht zu entscheiden sein. Sehen wir z. B., daß eine nach ihrem goniometrischen Verhalten hexagonale Tafel des Tridymits optisch in Teile zerfällt, die die Erscheinungen trikliner Durchkreuzungsdrillinge zeigen, und finden wir, daß diese Tafel bei hinreichender Temperaturerhöhung das normale optische Phänomen nach der Basis tafelförmiger einachsiger Kristalle beobachten läßt, so ist gewiß der Schluß berechtigt, daß wir im Tridymit eine holoëdrisch hexagonale Form der Kieselsäure besitzen und daß diese Form unter gewissen Bedingungen bei hoher Temperatur die normale Form der Kieselsäure darstellt. Ungerechtfertigt aber wäre der Schluß, daß es auch eine bei gewöhnlicher Temperatur und einfachen Atmosphärendruck bestandfähige triklinische Form der Kieselsäure gebe. Vielmehr lassen sich die scheinbaren Zwillingsbildungen,

¹⁾ *Ann. Mines* 10. 1876. 60—196.

²⁾ *Quenstedts Handb. d. Mineralogie* 2. Aufl. 1862. 239. *Pogg. Ann.* 138. 1869. 628—638.

ebenso wie das anscheinend triklone optische Verhalten, auch durch einen abnormen Spannungszustand erklären, der in der Tridymittafel dadurch entsteht, daß eine molekulare Umlagerung etwa in die Quarzform oder eine andere unbekannt Modifikation angestrebt aber nicht erreicht wird, weil die Starrheit der äußeren Form hindernd entgegentritt. Eine solche Spannung würde ja ähnlich wirken, wie ein einseitiger oder ein mehrseitig ungleicher Druck. Für eine solche Auffassung läßt sich in erster Linie die oft überraschend leichte Veränderlichkeit der anscheinenden Zwillingsgrenzen anführen. Diejenige Temperatur, die in einem mimetischen Kristall das der äußeren Form entsprechende optische Verhalten herstellt, hebt also zunächst nur gewisse Spannungszustände auf und stellt auch innerlich eine gewisse Molekularordnung wieder her, die in der äußeren Form ihren gesetzmäßigen Ausdruck findet. Eine wirkliche Änderung des Kristallsystems durch die Temperatur, wie sie z. B. mit Sicherheit zuerst durch *Frankenheim*¹⁾ am Salpeter, durch *G. Rose*²⁾ und *C. Klein*³⁾ am kohlelsauren Kalk, durch *E. Mallard*⁴⁾ am schwefelsauren Kali nachgewiesen wurde, dürfte bei mimetischen Gebilden immer dann vorliegen, wenn sie durch Erwärmung aus dem Zustand der Anisotropie in den der Isotropie übergeführt werden, wie Leucit und Boracit. Solche Körper, die durch Änderung der Temperatur oder des Druckes beliebig oft aus der einen Modifikation in eine dimorphe umgewandelt werden können, hat *O. Lehmann*⁵⁾ *enantiotrop* genannt.

73. Änderung des optischen Verhaltens mit der Temperatur. Das Brechungsvermögen nimmt bei den meisten bisher untersuchten Mineralien mit der Temperatur ab (Beryll bildet eine Ausnahme, ebenso Gläser). Solange die Temperaturänderung in allen Teilen eines Kristalls gleichmäßig erfolgt und keine molekulare Veränderung hervorruft⁶⁾, bleibt der Zusammenhang zwischen optischen und morphologischen Symmetrieachsen erhalten, was man auch so ausdrücken kann, daß der skalare Vorgang der Temperaturänderung ohne Einfluß auf die vektoriellen optischen Eigenschaften bleiben muß. Unter diesen Bedingungen werden also isotrope Medien durch Erwärmung oder Abkühlung niemals doppelbrechend und anisotrope Medien niemals einfachbrechend. Wohl kann bei einachsigen Kristallen mit der Temperaturänderung die Doppelbrechung abnehmen und schließlich gleich Null werden, aber nie für alle Lichtarten gleichzeitig. Wohl kann bei zweiachsigen Kristallen die

¹⁾ Pogg. Ann. **92**. 1854. 351.

²⁾ Pogg. Ann. **42**. 1837. 361.

³⁾ Nachr. K. Ges. Wiss. Göttingen 1883. 341—345.

⁴⁾ Bull. Soc. Min. Fr. **5**. 1882. 219—226.

⁵⁾ Molekularphysik I. 1888. 119 ff.

⁶⁾ Die von *A. Descloizeaux*, *E. Mallard*, *W. Klein*, *C. Klein*, *F. Rinne* u. a. eingehend studierten Veränderungen bei der Erhitzung der Zeolithe hängen mit deren Wasserverlust zusammen.

Erwärmung den Achsenwinkel bis auf Null verkleinern, aber nie tritt auch hier diese Einachsigkeit für rotes und blaues Licht gleichzeitig auf. Es bestehen also in dem ersten Fall die den verschiedenen Lichtarten entsprechenden Indikatrizen aus Rotationsellipsoiden, unter denen bei einer bestimmten Temperatur nur ein einziges die Grenzform der Kugel annimmt, und es geht im zweiten Fall von den dreiachsigen Indikatrizen nur eine einzige in die Form des Rotationsellipsoids über. Auch die Lage der optischen Vektoren ist so lange unveränderlich, als sie mit kristallographischen Symmetrieachsen zusammenfällt. Daraus ergibt sich, daß sich bei einem rhombischen Körper die durch Erwärmung zu erzielenden optischen Veränderungen auf den relativen Wert der drei Vektoren und damit auf die Größe des Winkels und die Lage der Ebene der optischen Achsen beschränken müssen. Schon die Beobachtungen von *H. Fizeau*¹⁾, *F. Pfaff*²⁾, *A. Descloizeaux*³⁾, *E. Mallard*⁴⁾ u. a. bestätigten diese Gesetzmäßigkeiten. — Bei den monoklinen Kristallen kann zu den gerade hier oft bedeutenden Veränderungen in dem relativen Wert der drei Hauptbrechungsindizes und dem hierdurch bedingten Winkel der optischen Achsen nicht nur ein Übergang der optischen Achsenebene aus normal-symmetrischer in symmetrische Lage oder umgekehrt stattfinden, sondern es kann sich die dreiachsige Indikatrix auch um die ihr selbst und dem Kristall gemeinsame Symmetrieachse drehen und also eine Veränderung in der Lage zweier Vektoren vorkommen. Bei manchen Mineralien wie bei Glauberit und Gips treten derartig durchgreifende Veränderungen schon bei verhältnismäßig niedriger Temperatur (unter 100° C), bei anderen wie Orthoklas nach den Untersuchungen von *Descloizeaux*⁵⁾ und *Ch. E. Weiß*⁶⁾, bei Brewsterit nach *W. Klein*⁷⁾ erst bei höheren Temperaturen ein. Im allgemeinen stellt sich mit rücklaufender Temperatur der ursprüngliche optische Zustand wieder her, doch läßt sich z. B. beim Feldspat durch hinreichende und lange Erhitzung die neugeschaffene optische Orientierung auch zu einer permanenten machen. — Im triklinen System besteht eine Beschränkung der durch Erhitzung zu bewirkenden optischen Veränderungen theoretisch nur noch insofern, als bei jeder Temperatur die Vektoren auf einander senkrecht stehen; Größe und Lage der drei Achsen der Indikatrix sind aber theoretisch durchaus variabel. Bei den wenigen nach dieser Richtung hin untersuchten triklinen Substanzen trifft man übrigens

1) Pogg. Ann. **119**. 1863. 87—114, 297—317; **123**. 1864. 515—526.

2) Pogg. Ann. **123**. 1864. 179—183.

3) *Descloizeaux* stellte zuerst die zuweilen recht erhebliche Änderung der Winkel der optischen Achsen mit der Temperatur fest. Ann. Mines **6**. 1864. 557—595. Nouvelles recherches usw. Paris 1867.

4) Bull. Soc. Min. Fr. **5**. 1882. 144—159.

5) Ann. Mines **2**. 1862. 327; Ann. Chim. Phys. 1863. 191; Pogg. Ann. **119**. 1863. 481; Nouvelles recherches 1867.

6) Beiträge zur Feldspatbildung. Haarlem 1866.

7) Z. X. **9**. 1884. 38.

bei Temperaturschwankungen auf eine große Konstanz in den optischen Verhältnissen.

Untersuchungen über die Änderung der Brechungsindizes bei sehr großen Temperaturschwankungen wurden neuerdings besonders von *F. Rinne* und seinen Schülern durchgeführt¹⁾.

Zweite Abteilung.

Herstellung von polarisiertem Licht.

74. Allgemeines. Die Darlegungen in den vorangegangenen Kapiteln über die Grundvorstellungen der Kristalloptik haben gezeigt, daß Form und Lage der optischen Bezugsflächen in strengster Beziehung zur morphologischen Symmetrie der Kristalle stehen, und daß also die Ermittlung jener für die Mineraldiagnose so wichtigen Konstanten das Endziel dieser optischen Mineraluntersuchungen sein muß. Diese Untersuchung kann quantitativ durchgeführt werden und sich dann mit der Messung der Hauptbrechungsindizes und der Lage der Hauptschwingungsrichtungen gegen Kristallflächen oder Kanten befassen; oder sie kann qualitativ ihr Augenmerk auf gewisse Interferenzerscheinungen lenken und auch hier überraschend sicher die Unterscheidung verschiedener Spezies herbeiführen. Bei allen diesen Messungen und Beobachtungen ist, sobald es sich um doppelbrechende Kristalle handelt, die Untersuchung im polarisierten Licht am aussichtsvollsten und am besten durchgearbeitet; der Kristalloptiker wird sich daher mit der Herstellung dieses Lichtes eingehend zu befassen haben.

Wie schon in § 25 gesagt, besitzt unser Auge nicht die Fähigkeit, polarisiertes Licht von gewöhnlichem Licht ohne weiteres zu trennen. Man erkennt es an der Eigentümlichkeit, unter gewissen Bedingungen von durchsichtigen Medien nicht reflektiert oder von doppelbrechenden Medien nicht zerlegt oder von doppelbrechenden absorbierenden Medien besonders stark absorbiert zu werden. Es unterscheidet sich, wie ebenfalls in § 25 erwähnt, vom gewöhnlichen Licht dadurch, daß sich seine periodischen Zustände in einer einzigen Ebene vollziehen, während bekanntlich die Schwingungen des gewöhnlichen Lichtes in allen Azimuten senkrecht zum Strahl erfolgen. Diese Einseitigkeit oder Polarisation kann man dem Licht auf dem einfachen Wege erteilen, den *Malus* 1808 bei seiner Entdeckung beschriftet, wenn man nämlich gewöhnliches Licht unter einem bestimmten Winkel an Glas oder an einer Wasseroberfläche oder an irgend einem durchsichtigen Körper wie z. B. auch Holz (Tischplatten, Fußböden) reflektieren läßt. Hält man diesen bestimmten

¹⁾ *F. Rinne* und *R. Kolb*. N. J. 1910. II. 138—158. *R. Kolb*, Z. X. 49. 1911. 14—61. *E. Marbach*, Dissert. Leipzig 1913. 47 S. *H. Schreiber*, N. J. BB. 37. 1913. 247—284. *O. Westphal*, Dissert. Leipzig 1913. 41 S.

Winkel nicht genau ein, so findet nur eine teilweise Polarisation statt, und das reflektierte wie auch das gebrochene Licht ist aus gewöhnlichem und polarisiertem Licht gemischt.

Für den Fall aber, daß bei dem Übergange aus einem nicht metallischen, isotropen Medium in ein anderes der reflektierte Strahl senkrecht auf dem gebrochenen steht, ist der reflektierte Strahl vollständig, der gebrochene indessen auch jetzt nur teilweise polarisiert, beide in zueinander senkrechten Ebenen. Der Einfallswinkel, für welchen reflektierter und gebrochener Strahl senkrecht aufeinander stehen, ist ein jeder Substanz eigentümlicher und hängt von ihrem Brechungsindex ab. Fig. 168 ist so gezeichnet, daß der reflektierte Strahl $S'O$ auf dem gebrochenen $S''O$ senkrecht steht. Dann ist $\rho = R - i$ und das Snelliussche Gesetz erhält die Form $\frac{\sin i}{\sin (R - i)} = \operatorname{tg} i = n$.

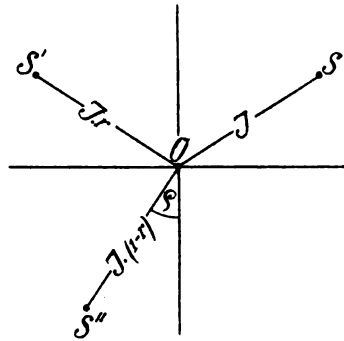


Fig. 168.

Diesen Einfallswinkel i nennt man den Polarisationswinkel oder nach dem Entdecker des Gesetzes den Brewster'schen Winkel. Er hat für Medien mit den in der nachstehenden Tabelle angegebenen Brechungsindizes n die unter i angegebenen Werte. Die Ebene, worin sich die Schwingungen des reflektierten Strahls vollziehen (Schwingungsebene), steht nach der Fresnel'schen, von uns geteilten und durch die elektromagnetische Lichttheorie auch

	Brechungsindex n	Brewster'scher Winkel i ($\operatorname{tg} i = n$)
Wasserstoff flüssig	1,102	47° 47'
Sauerstoff flüssig	1,222	50° 42'
Eis ω	1,309	52° 37'
Wasser	1,333	53° 7'
Flußspat	1,434	55° 7'
Crownglas (Objektträger, Deckgläser)	1,522	56° 42'
Kanadabalsam	1,537	56° 57'
Quarz ω	1,544	57° 4'
Quarz ϵ	1,553	57° 13'
Schweres Flintglas	1,650	58° 47'
Granat (Pyrop)	1,750	60° 15'
Schwerstes Silikatflint	1,917	62° 27'
Diamant	2,417	67° 31'
Rutil ω	2,616	69° 5'
Rutil ϵ	2,903	71° 0'
Eisenglanz ϵ	2,92	71° 6'
Eisenglanz ω	3,20	72° 39'

einigermaßen bestätigten Auffassung senkrecht auf der Reflexions- oder — wie man sie in diesem Fall nennt — Polarisationsebene; die Schwingungsebene des gebrochenen Strahls ist die Reflexionsebene selbst.

Die nur teilweise Polarisation des gebrochenen Strahls, auch bei Einhaltung des *Brewsterschen* Winkels, erklärt sich auf folgende Weise. Der auffallende Strahl S habe die Intensität J und spalte sich durch Reflexion und Refraktion in die beiden Strahlen S' und S'' (Fig. 168), deren Intensitäten, wenn man die Absorption vernachlässigt, zusammen gleich J sein müssen.

Nimmt man nun für den reflektierten Strahl die Intensität $S' = Jr$ an, so bleibt für den gebrochenen Strahl folgende Intensität übrig

$$S'' = J - Jr = J(1 - r).$$

Dieses Licht S'' setzt sich aus polarisiertem S_p'' und unpolarisiertem S_u'' Licht zusammen. Der erste Anteil S_p'' ist so groß wie der reflektierte polarisierte Teil, es ist also $S_p'' = Jr$; der zweite unpolarisierte Anteil S_u'' besteht aus dem Rest und erreicht die Intensität

$$S_u'' = J(1 - r) - Jr = J(1 - 2r).$$

Dieser unpolarisierte Anteil könnte nur dann gleich Null und damit auch das gebrochene Licht vollständig polarisiert werden, wenn $2r = 1$ würde. Da aber bei Einhaltung des *Brewsterschen* Winkels r immer kleiner als $1/2$ ist, so zeigt das gebrochene Licht unter diesen Verhältnissen auch stets eine Beimischung von gewöhnlichem Licht. Bei flacher Inzidenz nimmt der Wert von r zu, und damit wird auch die Polarisation des gebrochenen Lichtes vollkommener, oder, wie *D. Brewster*¹⁾ sich schon ausdrückte, „die Polarisationskraft des gebrochenen Lichtes vermehrt sich mit dem Einfallswinkel“. Die Polarisation des reflektierten Lichtes wird für den Fall, daß der *Brewstersche* Winkel nicht genau eingehalten wird — und theoretisch genau läßt er sich gar nicht einhalten, da man dann ja mit aperturlosem also unsichtbarem Licht experimentieren müßte — vollkommener, je öfter sich der Vorgang der Spiegelung wiederholt. Ferner wird das unter dem *Brewsterschen* Winkel auffallende Licht nur zum kleineren Teil reflektiert. Aus diesen Gründen läßt man die Reflexion nicht an einer Glasplatte, sondern an einem System von vielen dicht aufeinander liegenden Glasplatten sich abspielen. Die geeignete Vorrichtung, auch Glasplattensatz genannt, muß möglichst nur bei kleinem Öffnungswinkel der auffallenden Strahlenbüschel benutzt werden, läßt sich aber dann sehr gut verwenden und verursacht vor allem nur geringe Kosten. Eine Ausführung, wie sie bei künstlicher Beleuchtung am Mikroskop gebraucht wird, ist in Fig. 169 abgebildet. Das horizontale Glas besteht aus einem gewöhnlichen Spiegel, der geneigte Teil aus vier dünnen Objektträgern, deren Brechungsindex 1,522 ist, und die daher unter $56^\circ 42'$ (siehe Tabelle S. 219) gegen die Horizontale geneigt sind. Die Beleuchtung des Mikroskops wird durch passende Höhe und Entfernung der Mikroskopierlampe erreicht. Bei Wolkenlichtbeobachtung muß der

¹⁾ Deutsche Übersetzung des *Brewsterschen* Handbuchs d. Optik. I. 1835. 153.

horizontale Spiegel etwas aufgerichtet werden, was man einfach durch einen untergeschobenen Keil (Fig. 170) bewirkt. Der Glasplattensatz bleibt auch bei diesem zweiten Modell in starrer Lage unter $56^{\circ} 42'$ gegen den Horizont geneigt.

Eine zweite Methode zur Herstellung polarisierten Lichtes beruht auf der Eigenschaft gewisser Kristalle, den einen der beiden durch Doppelbrechung entstehenden Strahlen viel stärker zu absorbieren als den andern. Ganz besonders deutlich tritt diese Erscheinung bei den dunkel gefärbten Turmalinen auf, bei denen der ordentliche Strahl die stärkere Absorption erfährt. Diese Absorption ist aber unvollständig und daher enthält das durchtretende außerordentliche Licht immer etwas ordentliches Licht. Ferner ist auch das außerordentliche Licht bei diesem Mineral wie bei allen sonstigen derartigen Kristallen geschwächt und zwar für verschiedene Lichtarten in verschiedener Stärke, sodaß also das durchtretende polarisierte Licht stets gefärbt ist und aus diesem Grunde nur eine beschränkte Anwendung wie z. B. zu Demonstrationsversuchen mittelst

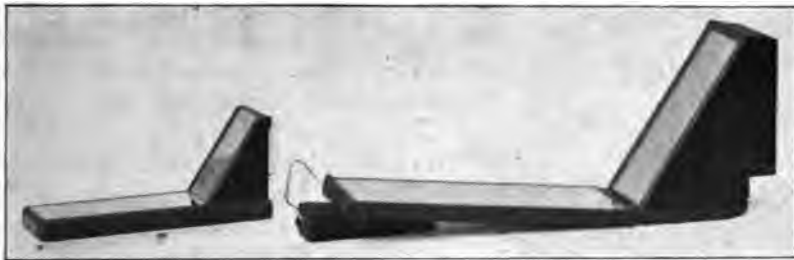


Fig. 169.

Fig. 170.

der Turmalinzange gestattet. Gelegentlich können allerdings auch solche Turmalinplatten vortreffliche Dienste als Analysatoren leisten, was *H. Hauswaldt* in seinem S. 182 erwähnten Prachtwerk über Interferenzerscheinungen gezeigt hat.

Ein dritter Weg zur Gewinnung polarisierten Lichtes wurde neuerdings von *S. Becher* besprochen¹⁾, als er zeigte, wie man die aus Kalkspatgewebe bestehenden Echinodermenskelettstücke für Polarisatoren verwenden kann. Er macht ein solches maschiges Gewebe für das eine (ordentliche oder außerordentliche) Licht mittelst Durchtränkung mit Flüssigkeiten oder Harzen von passender Lichtbrechung durchsichtig, während das andere Licht durch Brechung und Reflexion zerstreut wird. Solche Präparate sind Zerstreungspolarisatoren genannt worden.

¹⁾ Über eine auf die Struktur des Echinodermenskeletts gegründete neue Methode zur Herstellung von polarisiertem Lichte. *Zoolog. Anzeiger*. 44. 1914. 122—136.

Nach einer vierten Methode erhält man polarisiertes und zwar vollständig farbloses und vollständig linear polarisiertes Licht — mit einer gewissen Einschränkung bei sehr großem Öffnungswinkel — wenn man bei farblosen, doppelbrechenden Kristallen die eine der beiden Wellennormalen mittelst einer sinnreichen Konstruktion durch Totalreflexion beseitigt. Man verwendet hierzu den Isländer Doppelspat, der sich bis jetzt als am geeignetsten erwiesen hat und in den Versuchen, die mit künstlich gezüchteten Natronsalpeterkristallen angestellt wurden, leider immer noch keine ernsthafte Konkurrenz zu befürchten hat. Die erste an Isländer Doppelspat ausgeführte Konstruktion rührt von *Nicol* (1828) her und wird als *Nicolsches Prisma* oder auch einfach als *Nicol* bezeichnet, ein Ausdruck, der übrigens manchmal auch für andere Konstruktionen gebraucht wird, die zwar nach dem *Nicolschen* Prinzip der Beseitigung der einen Lichtart durch Totalreflexion, nicht aber genau nach seiner Vorschrift hergestellt sind.

75. Das *Nicolsche Prisma*¹⁾ erhält man aus einem natürlichen Doppelspatspaltungsstück, das etwa dreimal länger als dick ist. Die obere

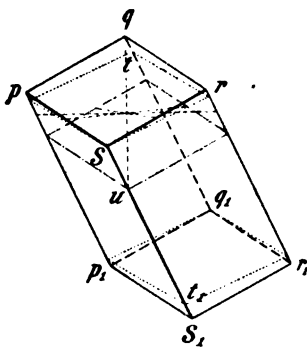


Fig. 171.

und untere Fläche des Rhomboëders pqr und $p_1q_1r_1s_1$ (Fig. 171), die mit den im Hauptschnitt liegenden Kanten ss_1 und qq_1 (siehe auch Fig. 172 a) Winkel von $70^\circ 52'$ und $109^\circ 8'$ bilden, werden durch solche ersetzt, deren Neigung gegen diese Kanten 66° und 112° beträgt. Das Rhomboëder wird alsdann senkrecht zum Hauptschnitt und den angeschliffenen Endflächen in der Richtung tt_1 durchgeschnitten, auf den Schnittflächen sorgfältig poliert und alsdann in der ursprünglichen Stellung mit Kanadabalsam wieder zusammengekittet. Aus den Durchschnitten Fig. 172 a und b ersieht man die genauen Dimensionen.

Wenn tt_1 auf st senkrecht stehen soll, so ist ss_1 2,774mal länger als die kurze Diagonale sq der ursprünglichen Rhomboëderfläche, oder es ist auch ss_1 3,495mal länger als die Kante eines regelmäßig ausgebildeten Rhomboëders $su = sp = sr$ usw. (Fig. 171). Das fertige Nicol wird außen auf den langen Seitenflächen geschwärzt und mit Kork in eine Messinghülse gefaßt.

Fällt nun Licht auf die Endfläche, so wird es im Prisma infolge der Doppelbrechung zerlegt. Wählen wir die einfallende Welle derartig, daß die außerordentliche Wellennormale in der Richtung der langen Kante verläuft, so läßt sich der zugehörige Brechungsindex berechnen. Diese Wellennormale bildet nämlich, wie Fig. 172 a zeigt, den Winkel

¹⁾ Edinb. New Phil. Journ. 11. 1829. 83—84. Pogg. Ann. 29. 1833. 182—186.

$\nu = 63^{\circ} 45'$ mit der kristallographischen Hauptachse und hat nach Formel (21) S. 93 den Brechungsindex

$$\varepsilon_1 = \frac{\varepsilon \omega}{\sqrt{\omega^2 \sin^2 \nu + \varepsilon^2 \cos^2 \nu}}.$$

Setzt man hier dem Kalkspat entsprechend $\varepsilon = 1,4864$ und $\omega = 1,6584$, so ergibt sich $\varepsilon_1 = 1,5158$. Der Brechungsindex des getrockneten Kanadabalsams ist etwa 1,54, also größer als ε_1 , daher kann diese Wellennormale in den Balsam eintreten und schließlich das ganze Prisma in der Richtung AOO_1B durchlaufen. Um auch die Richtung der zugehörigen, ordent-

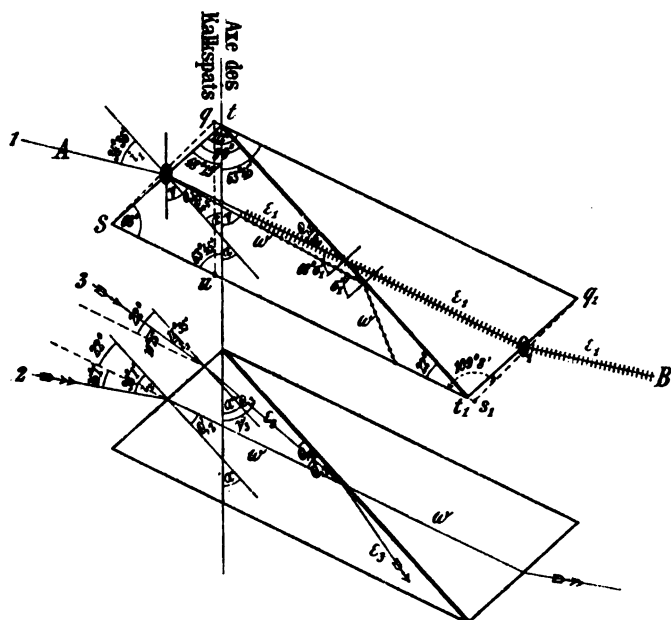


Fig. 172 a und 172 b.

lichen Wellennormale zu erhalten, muß man zunächst aus ε_1 und ϱ_1 (letzteres nach Fig. 172 a gleich $22^{\circ} 0'$) den Inzidenzwinkel i_1 und dann aus diesem und ω den Brechungswinkel ϱ_1' der ordentlichen Wellennormale berechnen.

$$\sin i_1 = \varepsilon_1 \cdot \sin \varrho_1; \quad i_1 = 34^{\circ} 36'$$

$$\sin \varrho_1' = \frac{\sin i_1}{\omega}; \quad \varrho_1' = 20^{\circ} 1'.$$

Hiernach trifft die ordentliche Wellennormale die Balsamschicht unter dem Inzidenzwinkel $\sigma_1' = 90^{\circ} - 20^{\circ} 1' = 69^{\circ} 59'$. Der Grenzwinkel für den Übergang einer Welle aus einem Medium vom Brechungsindex 1,6584 in ein Medium vom Brechungsindex 1,54 ist aber $68^{\circ} 12'$, also kleiner als $69^{\circ} 59'$, daher muß die ordentliche Welle an der Balsam-

schicht totale Reflexion erfahren und zur Seite abgelenkt werden. Bei der angenommenen Einfallrichtung AO tritt also nur die außerordentliche Welle durch das *Nicolsche* Prisma hindurch. Wenn man aber die Wellennormale AO unter einem größeren Winkel als i_1 einfallen läßt, so wird die gebrochene ordentliche Welle die Balsamschicht bald unter dem Grenzwinkel $R - \varrho_2' = 68^\circ 12'$ (Fig. 172 b) treffen und bei weiterer Neigung das *Nicolsche* Prisma ebenfalls durchlaufen; der Übergang liegt bei einem Inzidenzwinkel von $i_2 = 38^\circ 1'$. Für alle jenseits des Strahles 2 auffallenden Strahlen gibt das Prisma kein polarisiertes Licht mehr. Neigt man den einfallenden Strahl nach der andern Seite und läßt also i kleiner und kleiner werden, so wird es eine Grenze geben, bei der nicht nur die ordentliche, sondern auch die außerordentliche Welle Totalreflexion an der Balsamschicht erfährt. Das zugehörige i_3 (Fig. 172 b) ist auf folgende Weise zu finden:

$$\sin i_3 = \varepsilon_3 \sin \varrho_3, \quad (1)$$

$$\sin (R - \varrho_3) = \frac{n}{\varepsilon_3}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_3 = \frac{\varepsilon \omega}{\sqrt{\omega^2 \sin^2 \nu_3 + \varepsilon^2 \cos^2 \nu_3}}, \quad (3)$$

$$\nu_3 = \varrho_3 + \alpha. \quad (4)$$

i_3 ist der Einfallswinkel für den Grenzstrahl, der zur Totalreflexion der außerordentlichen Wellennormale an der Grenzschicht gegen Kanadabalsam führt.

ε_3 ist der Brechungsindex der in Betracht kommenden außerordentlichen Wellennormale.

ϱ_3 ist das Komplement des Refraktionswinkels dieser außerordentlichen Wellennormale.

ν_3 ist der Winkel der außerordentlichen Wellennormale gegen die c -Achse des Kalkspats.

n ist der Brechungsindex des Kanadabalsams, den wir wieder zu 1,54 annehmen.

α ist der Winkel des Einfallslotes, also der Normalen auf der Endfläche des Nicols, gegen die c -Achse des Kalkspats ($41^\circ 45'$) oder es ist auch die Neigung der Kanadabalsamschicht gegen diese c -Achse, denn die Trennungsfläche des Nicols soll ja nach Vorschrift senkrecht auf den Endflächen stehen.

ε und ω sind die beiden extremen Brechungsindizes des Kalkspats.

Aus den obigen vier Gleichungen erhält man folgende beiden Ausdrücke für ε_3 und ϱ :

$$\varepsilon_3 = \frac{n}{\cos \varrho_3}; \quad \varepsilon_3 = \frac{\varepsilon \omega}{\sqrt{\omega^2 \sin^2 (\varrho_3 + \alpha) + \varepsilon^2 \cos^2 (\varrho_3 + \alpha)}},$$

oder

∴

$$\frac{n}{\varepsilon \omega} = \frac{\cos \varrho_3}{\sqrt{\omega^2 - (\omega^2 - \varepsilon^2) \cos^2 (\varrho_3 + \alpha)}} \quad (5)$$

$$n^2 \omega^2 - n^2 (\omega^2 - \varepsilon^2) \cos^2 (\varrho_3 + \alpha) = \varepsilon^2 \omega^2 \cos^2 \varrho_3.$$

Diese Gleichung läßt sich nach Mitteilung meines lieben, allzufrüh verstorbenen Kollegen *Paul Stückel* folgendermaßen lösen:

Durch Multiplikation mit 2 geht sie über in

$$2n^2 \omega^2 - n^2 (\omega^2 - \varepsilon^2) [1 + \cos (2\varrho_3 + 2\alpha)] = \varepsilon^2 \omega^2 (1 + \cos 2\varrho_3),$$

$$2n^2 \omega^2 - n^2 \omega^2 + n^2 \varepsilon^2 - n^2 (\omega^2 - \varepsilon^2) (\cos 2\varrho_3 \cos 2\alpha - \sin 2\varrho_3 \sin 2\alpha) = \varepsilon^2 \omega^2 + \varepsilon^2 \omega^2 \cos 2\varrho_3,$$

$$\frac{n^2 \omega^2 + n^2 \varepsilon^2 - \varepsilon^2 \omega^2}{C} = \frac{[n^2 (\omega^2 - \varepsilon^2) \cos 2\alpha + \varepsilon^2 \omega^2]}{A} \cos 2\varrho_3 - \frac{n^2 (\omega^2 - \varepsilon^2) \sin 2\alpha \sin 2\varrho_3}{B},$$

$$C = A \cos 2\varrho_3 - B \sin 2\varrho_3.$$

Führt man einen Hilfswinkel δ ein, wo

$$\begin{aligned} A &= \cos \delta \sqrt{A^2 + B^2}, & \operatorname{tg} \delta &= \frac{B}{A}, \\ B &= \sin \delta \sqrt{A^2 + B^2}, \end{aligned}$$

so folgt

$$C = \cos \delta \cos 2\varrho_3 \sqrt{A^2 + B^2} - \sin \delta \sin 2\varrho_3 \sqrt{A^2 + B^2},$$

$$C = \cos (\delta + 2\varrho_3) \sqrt{A^2 + B^2},$$

$$\cos (\delta + 2\varrho_3) = \frac{C}{\sqrt{A^2 + B^2}},$$

woraus $\varrho_3 = 7^\circ 26'$ gefunden wird.

Man kann auch in der obigen Gleichung (5) die linke Seite zu 0,6247 ausrechnen und dann auf der rechten Seite durch Probieren bald den richtigen Wert für ϱ_3 finden. Schließlich erhält man aus den obigen Gleichungen (1) und (2)

$$\varepsilon_3 = 1,5531; \quad i_3 = 11^\circ 35'.$$

Fig. 172 b zeigt, daß die beiden zu den Grenzwellennormalen gehörenden einfallenden Strahlen 2 und 3 nicht symmetrisch zur Längsachse des Nicols liegen. Die Normale auf der Endfläche (Einfallslot) bildet mit der Längsachse des Nicols laut Vorschrift einen Winkel von $22^\circ 0'$, sodaß für den Grenzstrahl der ordentlichen Welle eine Neigung von $16^\circ 1'$ nach der spitzen Ecke des Nicols, für den Grenzstrahl der außerordentlichen Welle ein Winkel von $10^\circ 25'$ nach der stumpfen Ecke bleibt, und ein *Nicolsches* Prisma im ganzen also eine Öffnung von $26^\circ 26'$

hat. Da man aber die Nicols gewöhnlich parallel ihrer Längsachse montiert, so kommt als Öffnung in praxi nur ein Winkel von $2 \text{mal } 10^\circ 25'$ also von etwa 21° zur Verwendung.

Wenn man die natürlichen Endflächen des zur Herstellung eines Nicolschen Prismas dienenden Kalkspatrhomböeders etwas anders, als Nicol angibt, abschleift, so kann man bei dem gleichen Materialverbrauch ein polarisierendes Prisma mit einer symmetrischen Öffnung von etwa $25\frac{1}{2}^\circ$ (für Na-Licht) erhalten, wie dies aus folgender Betrachtung zu ersehen ist. Nennen wir x den Winkel, den die Normale der neuen Endfläche mit der Längsachse des Prismas bildet, ϱ_4' den Brechungswinkel der ordentlichen, ϱ_5 den der außerordentlichen Grenzwellen im Kalkspat, i_4 und i_5 die zugehörigen Einfallswinkel, so muß für eine symmetrische Verteilung der einfallenden Grenzstrahlen sein:

1. $\varrho_4' - \varrho_5 = \varrho_2' - \varrho_3 = 14^\circ 22'$ ($\varrho_2' = 90^\circ - 68^\circ 12' = 21^\circ 48'$ s. S. 224;
 $\varrho_3 = 7^\circ 26'$ s. S. 225).
2. $\omega \sin \varrho_4' = \sin i_4$; $\varepsilon_3 \sin \varrho_5 = \sin i_5$.
3. $i_4 - x = x - i_5$.
4. $x = \varrho_4' + 0^\circ 12'$ (die ω -Wellennormale in Fig. 172 b läuft nicht genau parallel der Längskante des Prismas, sondern weicht $22^\circ 0' - 21^\circ 48' = 0^\circ 12'$ davon ab) $= \varrho_5 + 14^\circ 34'$

$$\left. \begin{array}{l} i_4 + i_5 = 2(\varrho_4' + 0^\circ 12') \\ = 2(\varrho_5 + 14^\circ 34'). \end{array} \right\}$$

Auch diese Gleichungen (in denen $\omega = 1,6584$; $\varepsilon_3 = 1,5531$ s. S. 225) kann man durch Probieren lösen, wodurch man findet

$$\varrho_4' = 17^\circ 57'; \quad i_4 = 30^\circ 44'; \quad x = 18^\circ 9'; \quad i_4 - x = 12^\circ 35';$$

$$\varrho_5 = 3^\circ 35'; \quad i_5 = 5^\circ 33'; \quad x - i_5 = 12^\circ 36'.$$

Die Normale der Endfläche muß also für diesen günstigeren Schnitt nicht 22° (ϱ_1 in Fig. 172 a) sondern nur $18^\circ 9'$ gegen die Längsachse des Prismas geneigt sein. Die neue Endfläche liegt dann nicht senkrecht auf der wie bei Nicol gelegenen Balsamschicht, sondern bildet mit ihr einen Winkel von $86^\circ 9'$. Sie steht gegen die Längsachse nicht nur weniger geneigt als die Nicolsche, sondern auch als die ursprüngliche Rhomboëderfläche; es muß ein Abschleifen in umgekehrter Neigung, also bei der spitzen Ecke s , nicht bei der stumpfen Ecke q eingreifend, erfolgen. Der symmetrisch zur Längsachse des Nicols gelegene Öffnungswinkel beträgt dann $25^\circ 11'$ gegen $20^\circ 50'$ bei den gewöhnlichen Nicols.

Nur innerhalb des Winkelraumes $i_2 - i_3$ in Fig. 172 b (oder $i_4 - i_5$ bei der Variante) liefert das Prisma linear polarisiertes Licht, von dem man im allgemeinen sagt, daß es nach einer Ebene schwinde; indessen gilt dies streng genommen nur für die Wellennormalen, die in der Symmetrieebene, also parallel der Zeichenebene von Fig. 172 a und b das Prisma durchlaufen. Andere Wellennormalen zeigen in bezug auf ihre

Schwingungsebene eine Ablenkung von dieser Lage, die aber wegen des kleinen Öffnungswinkels i_2-i_3 nicht sehr bedeutend ist¹⁾.

Diese *Nicolsche* Konstruktion weist eine ganze Reihe von kleineren und größeren Mängeln auf, zu deren Beseitigung mannigfache Vorschläge gemacht worden sind. Aus der älteren Literatur seien hier die Arbeiten von *Sparsky*²⁾, *Nicol*³⁾, *Radicke*⁴⁾, *Potter*⁵⁾ und *Hasert*⁶⁾ erwähnt. Vor allem stört die schiefe Endfläche, wodurch Strahlen in der Nähe von 3 (Fig. 172 b) nahezu senkrecht und in der Nähe von 2 sehr schief auf-fallen, infolgedessen verschieden partielle Reflexion erfahren und dem Gesichtsfeld, das auf der einen Seite wegen der Farblosigkeit des Kalkspats vollkommen hell ist, eine umso stärkere Abtönung geben, je mehr man sich dem unteren Rande links nähert. Die schiefen Endflächen haben aber noch den weiteren Nachteil, daß sie eine Verschiebung der Strahlen nach der einen Seite bewirken. Auch die schiefe Lage der Wellenfläche zur Längsrichtung des Prismas und die damit verbundene unsymmetrische Verteilung der Wellengeschwindigkeiten der durch-tretenden außerordentlichen Wellen ist für die das Prisma passierenden bilderzeugenden Strahlen nicht günstig, sodaß diese Konstruktion bei den Analysatoren der Mikroskope (s. w. u.) keine Verwendung mehr findet. Schließlich gilt die Polarisationsapertur von 21° (oder 25°) nur für den in der Nähe der stumpfen Ecke liegenden Teil des Gesichtsfeldes.

76. Hartnack-Prazmowskisches und Thompsonsches Prisma.

Wesentliche Verbesserungen wurden von *Hartnack-Prazmowski*⁷⁾ und *S. W. Thompson*⁸⁾ vorgeschlagen und zur Ausführung gebracht. Fig. 173 zeigt die Art, wie ein nach den ersten beiden Autoren benanntes Prisma aus einem Spaltungsstück von Kalkspat herausgeschnitten ist. Die Erklärung für diese eigentümliche Orientierung, die von den Erfindern nicht angegeben wurde, hat *Feußner*⁹⁾ mitgeteilt, als er die Frage beantwortete,

1) Über Helligkeitsverteilung im Gesichtsfeld gekreuzter Polarisatoren dieser und anderer Konstruktionen hat sich *F. Lippich* in seinen Abhandlungen über polaristrobometrische Methoden geäußert. S. W. A. 85. II. 1882. 268—326; 91. 1885. 1059—1096; 105. 1896. 317—361.

2) Pogg. Ann. 44. 1838. 168—176.

3) Edinb. New Phil. Journ. 27. 1839. 332—333. Pogg. Ann. 49. 1840. 238—239.

4) Pogg. Ann. 50. 1840. 25—34.

5) Phil. Mag. (4) 14. 1857. 452—457; (4) 16. 1858. 419.

6) Pogg. Ann. 113. 1861. 188—190.

7) Ann. Chim. Phys. (4) 7. 1866. 181—189. Pogg. Ann. 127. 1866. 494—496; oder *Carls Rep.* 1. 1866. 325—326; 2. 1867. 217—223; s. auch die Arbeiten *Glazekrooks* in *Phil. Mag.* 10. 1880. 247—254; 15. 1883. 352—362.

8) *Rep. Brit. Assoc.* 1881. 563—564. *Phil. Mag.* 12. 1881. 349—351; s. auch *S. P. Thompsons* Bemerkungen über ein von *Ahrens* konstruiertes Prisma, *Phil. Mag.* 21. 1886. 476—480. Eine reichhaltige Zusammenstellung „On the Nicol Prism and its modern varieties“ hat *S. P. Thomson* in *The Proceedings of the optical Convention I.* 1905. 216—240 mit vielen Zeichnungen und mit zahlreicher Literatur gegeben.

9) *Z. f. Instr.* 4. 1884. 41—50, besonders S. 45.

wie ein Prisma beschaffen sein muß, wenn es bei geraden Endflächen ein möglichst großes Gesichtsfeld haben soll.

Die Größe dieses Gesichtsfeldes ist abhängig von dem Unterschied der Grenzwinkel der Totalreflexion der ordentlichen und der außerordentlichen Wellennormale. Betrachten wir diese Normalen zunächst nur innerhalb des Kalkspatkörpers und nennen wir den Grenzwinkel der ordentlichen Wellennormale α , den der außerordentlichen β , so ist

$$1) \quad \sin \alpha = \frac{n}{\omega},$$

$$2) \quad \sin \beta = \frac{n}{\varepsilon_1} = \frac{n}{\varepsilon \omega} \sqrt{\omega^2 \sin^2 \varphi + \varepsilon^2 \cos^2 \varphi}.$$

Hier sind ε und ω die Brechungsindizes des Kalkspats,

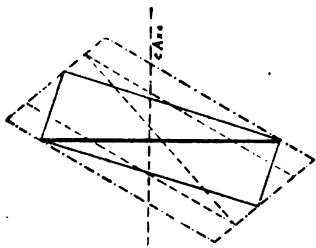


Fig. 173.

n der Brechungsindex der Zwischenschicht, φ der Winkel der außerordentlichen Grenzwellennormale gegen die optische Achse des Kalkspats.

Aus beiden Gleichungen ergibt sich:

$$\beta - \alpha = \arcsin \frac{n}{\varepsilon \omega} \sqrt{\omega^2 \sin^2 \varphi + \varepsilon^2 \cos^2 \varphi} - \arcsin \frac{n}{\omega}.$$

In diesem Ausdruck sind n und φ je nach der Wahl des Materials der Zwischenschicht und nach der Art der Orientierung des Prismas im Kalkspat variabel.

Der Ausdruck für $\beta - \alpha$ erreicht ein Maximum, wenn man $\varphi = 90^\circ$ setzt; dann wird

$$\beta - \alpha = \arcsin \frac{n}{\varepsilon} - \arcsin \frac{n}{\omega}.$$

Ferner wird dieser Ausdruck noch weiter vergrößert, wenn man n möglichst gleich dem Brechungsindex der außerordentlichen Welle macht. Hierzu eignet sich besonders Leinöl, das mit der Zeit klar durchsichtig eintrocknet und dabei die Kalkspathälften fest verkittet. Nach vielen Jahren oder auch erst nach Jahrzehnten pflegen solche Prismen mit Leinölkittung Dendritenbildung zu zeigen und teilweise undurchsichtig zu werden; man muß dann die Leinölschicht erneuern.

Die Lichtbrechung des Leinöls ist je nach Herkunft und Vorbehandlung, sowie nach der Zeit, in der es der Luft ausgesetzt war, ziemlich stark schwankend. Meine hierauf sich beziehenden Messungen geschahen in der Weise, daß jede Probe in dünner Schicht auf einer Totalreflektometerhalbkugel bis zu 2 Monaten der Luft ausgesetzt und von Zeit zu Zeit in ihrer Lichtbrechung für Na-Licht bei 18° — 20° bestimmt wurde. Die Untersuchung erstreckte sich auf sieben Leinölproben, die mir von den Herren

B. Halle Nachfolger, Herrn *R. Fueß* und von einer Lackfabrik zur Verfügung standen. Hiernach liegt der Brechungsindex des rohen Leinöls zwischen 1,4785 und 1,4806 und steigt beim Eintrocknen an der Luft unter Bildung einer runzeligen Haut im Laufe von 60 Tagen auf 1,4903. Dieses rohe Leinöl wird durch Erhitzung bis zu 320° während 2—3 Stunden zu mehr oder weniger eingedicktem Leinöl. Solche Produkte von noch dünnflüssiger Beschaffenheit hatten auf dem Totalreflektometer anfangs den Brechungsindex 1,4840 und erreichten schon nach 14 Tagen einen Maximalwert von 1,4940. Andere stärker eingedickte und zähflüssige Proben hatten anfangs den Brechungsindex 1,4925, der schon innerhalb 10 Tagen auf 1,4940 stieg und nach weiteren 50 Tagen den maximalen Wert 1,4945 erreichte. Man wird annehmen dürfen, daß mit der Zeit alle Leinölsorten, roh oder eingedickt, die einen langsamer, die andern schneller, diesen letzten Wert der Lichtbrechung erreichen.

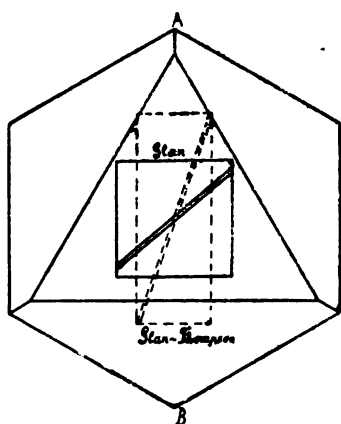


Fig. 174.

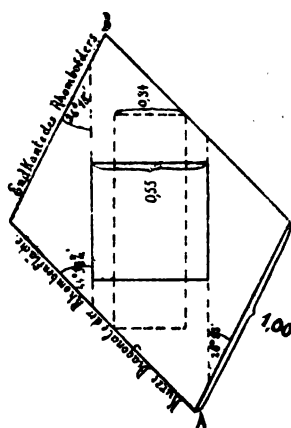


Fig. 175.

Hiernach lautet der Wert für $\beta - \alpha$

für Polarisatoren mit Kanadabalsamkittung

$$\beta - \alpha = \arcsin \frac{1,540}{1,4864} - \arcsin \frac{1,540}{1,6584} = 90^\circ - 68^\circ 13' = 21^\circ 47',$$

für Polarisatoren mit Leinölkittung

$$\beta - \alpha = \arcsin \frac{1,4945}{1,4864} - \arcsin \frac{1,4945}{1,6584} = 90^\circ - 64^\circ 19' = 25^\circ 41'.$$

Man kann nun, um die Bedingung $\varphi = 90^\circ$ zu erfüllen, die optische Achse des Kalkspats senkrecht zur Trennungsfäche des polarisierenden Prismas stellen, wie dies von *Hartnack-Przernowski* geschehen ist (Fig. 173), oder man kann diese Achse zur Zwischenschicht parallel und gleichzeitig senkrecht auf die Symmetrieebene des Prismas stellen, was zur *Thompson'schen*

Konstruktion führt, (die im Handel zuweilen nach *Glan* und *Thompson* benannt wird). Fig. 174 und 175 gibt in den gestrichelten Umrissen die Lage des letzteren Prismas in einem regelmässig ausgebildeten Kalkspat-rhomboëder an. Fig. 174 zeigt die Orientierung im horizontalen Parallelbild, Fig. 175 im Querschnitt durch AB oder parallel einer Fläche eines Prismas zweiter Ordnung ($\bar{1}2\bar{1}0$). Im ersteren Bild ist oben eine große Basis (0001) gezeichnet, wie sie zur richtigen Herstellung des Präparates zuerst angeschliffen wird.

Sollen nun die im Kalkspat liegenden, unter $\beta - a$ gegeneinander geneigten, teils ordentlichen, teils außerordentlichen Wellennormalen (siehe Fig. 176, wo β eigentlich zu 90° anzunehmen ist), durch symmetrisch eintretende Strahlen erzeugt werden, so

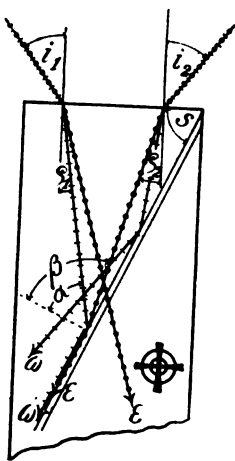


Fig. 176.

Für Kanadabalsam- und für Leinölkittung mit den Brechungsindizes 1,540 und 1,4945 (also größer als ϵ) ist immer $\beta = 90^\circ$, daher

$$\cotg \varrho_1 = \operatorname{tg} a + \frac{\omega}{\epsilon \cos a} \quad (3)$$

$$\sin \varrho_2 = \frac{\omega}{\epsilon} \sin \varrho_1. \quad (4)$$

Ferner folgt aus Fig. 176 für die Dimensionen des Prismas

$$\frac{\text{Länge}}{\text{Breite}} = \operatorname{tg} S = \operatorname{tg} (a + \varrho_1) = \operatorname{tg} (\beta - \varrho_2) = \cotg \varrho_2. \quad (5)$$

Nach diesen Formeln (3), (4) und (5) ergeben sich für die *Thompsonschen* Prismen folgende Werte:

¹⁾ Wenigstens gilt dies innerhalb aller zur Zeichnung parallelen Ebenen; in anderen Ebenen finden sich außerordentliche Wellennormalen, deren Brechungsindizes ein wenig größer als ϵ sind.

Bei Kanadabalsamkittung
 $(n = 1,540)$
 $\alpha = 68^\circ 13'$
 $\varrho_1 = 10^\circ 17'$; $\varrho_2 = 11^\circ 29'$
 $i_1 = i_2 = 17^\circ 13'$
 Apertur = $34^\circ 26'$
 Länge : Breite = 4,915

Bei Leinölkittung
 $(n = 1,4945)$
 $\alpha = 64^\circ 19'$
 $\varrho_1 = 12^\circ 8'$; $\varrho_2 = 13^\circ 33'$
 $i_1 = i_2 = 20^\circ 24'$
 Apertur = $40^\circ 48'$
 Länge : Breite = 4,149.

Ein *Thompsonsches* Prisma mit Kanadabalsamkittung polarisiert also im günstigsten Fall innerhalb eines Winkelraums von etwas über 34° und mit Leinölkittung bis zu fast 41° . Die Länge dieser Prismen übersteigt die Breite um das 4,9- bzw. 4,1fache. Die Fabrikanten pflegen nun sehr häufig von diesen Dimensionen abzuweichen und dies mit umso größerem Recht, als die große Länge zuweilen stört und der sehr große Öffnungswinkel nicht notwendig ist¹⁾. So werden Prismen mit 30° , 25° und 13° Apertur in den Handel gebracht. Die Angaben über die Dimensionen und Aperturen in den Preisverzeichnissen dieser Polarisatoren sind aber scheinbar mit der Theorie nicht in Einklang zu bringen, weil es eine leidige Gewohnheit ist, die Breite im Verhältnis zur Länge möglichst groß anzugeben und dabei Kalkspatteile einzubeziehen, die mit der wirklichen Breite, wie sie aus der obigen Formel (5) hervorgeht, nichts zu tun haben.

Zur Klärung dieser Verhältnisse können folgende Betrachtungen dienen. Die Apertur, soweit sie sich symmetrisch zur Längsachse des Prismas ausbreitet, ist bei dem verkürzten Prisma nicht mehr $i_1 + i_2$, sondern nur $2i_1$, denn hier ist immer $i_1 < i_2$. Für die weiteren Rechnungen sind dann nur folgende Gleichungen erforderlich

$$\left. \begin{array}{l} \sin i_1 = \omega \sin \varrho_1 \\ \varrho_1 = S - \alpha \end{array} \right\} \sin i_1 = \omega \sin (S - \alpha).$$

Die Grenze der Verkürzung liegt dort, wo der symmetrische Betrag der Apertur gleich 0° wird, wo also

$$\begin{aligned} i_1 = 0 &= \varrho_1 = S - \alpha, \\ S &= \alpha, \end{aligned}$$

$$\frac{\text{Länge}}{\text{Breite}} = \text{tg } S = \text{tg } \alpha$$

wird. Hiernach ist

bei den kürzesten Kanadabalsamprismen	$\frac{\text{Länge}}{\text{Breite}} = 2,502,$
" " " Leinölprismen	$\frac{\text{Länge}}{\text{Breite}} = 2,079.$

¹⁾ Siehe auch *E. Bertrand*, Bull. Soc. Min. Fr. 8. 1885. 379—383.

Unter Berücksichtigung der S. 231 mitgeteilten Quotienten für die längsten Dimensionen kann sich also ein Kanadabalsamprisma zwischen dem 2,502- und 4,915fachen und ein Leinölprisma zwischen dem 2,079- und 4,149fachen der Breite bewegen. Wählt man noch die beiden Zwischenstufen der 3fachen bis $3\frac{1}{2}$ fachen Länge, so stellen sich die Aperturverhältnisse bei diesen sechs Prismen *Thompsonscher* Orientierung bei Kanadabalsam- und bei Leinölkittung folgendermaßen dar:

<i>Thompsonsche Prismen</i>	1	2	3	4	5	6
$\frac{\text{Länge}}{\text{Breite}} = \text{tg } S$	2,079	2,502	3,000	3,500	4,149	4,915
Symmetrische Apertur bei Kanadabalsamkittung = $2 i_1$	0° 0'	0° 0'	11° 8'	19° 24'	27° 28'	34° 26'
Symmetrische Apertur bei Leinölkittung = $2 i_1$	0° 0'	12° 58'	24° 10'	32° 34'	40° 48'	(34° 32')

Die Überlegenheit der Leinölkittung geht aus diesen Zahlen deutlich hervor.

In Fig. 177 sind die fünf für Leinölkittung in Betracht kommenden *Thompsonschen* Prismen in ihren Symmetrieebenen, nebst den zugehörigen Aperturverhältnissen gezeichnet. Hier bedeutet noch

- I Raum des durchgehenden ϵ - und ω -Lichtes,
- II Grenze der Totalreflexion für ω -Licht,
- II—III symmetrisch zur Längsrichtung gelegene Apertur für ϵ -Licht,
- IV Grenze des Durchgangs für ϵ -Licht,
- III—IV unsymmetrisch zur Längsrichtung gelegene Apertur für ϵ -Licht,
- V Raum der Undurchsichtigkeit des Prismas auch für ϵ -Licht.

Die Grenze IV des Durchgangs für ϵ -Licht ist hier keine Folge einer Totalreflexion an der Leinölschicht, denn n ist ja größer als ϵ ; sie berechnet sich vielmehr aus einer Formel

$$\sin i_2 = \epsilon \sin \varrho_2 = \epsilon \sin (R - S).$$

Die trennende Schicht hat nicht immer die in den Figuren 174—176 und 177 eingezeichnete Orientierung; man sieht auch häufig Prismen, die unter der *Thompsonschen* oder *Glan-Thompsonschen* Bezeichnung gehen und deren optische Achse um 90° gewendet ist, sodaß sie geneigt gegen die Trennungsschicht und also nicht wie in den genannten Figuren senkrecht zur Zeichenebene, sondern parallel zu dieser Ebene von links nach rechts verläuft. Bei einer neuen, nach *Ritter* und *Frank* benannten Variante¹⁾ dieser *Thompsonschen* Konstruktion gibt es noch eine andere Achsenlage, die durch Fig. 179 illustriert ist. Hier läuft eine Seiten-

¹⁾ Patentschrift 234 940 vom 11. Nov. 1910.

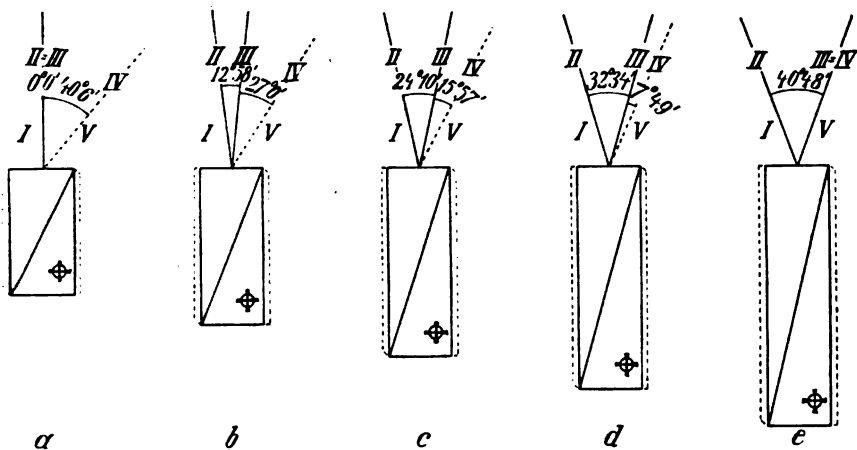


Fig. 177.

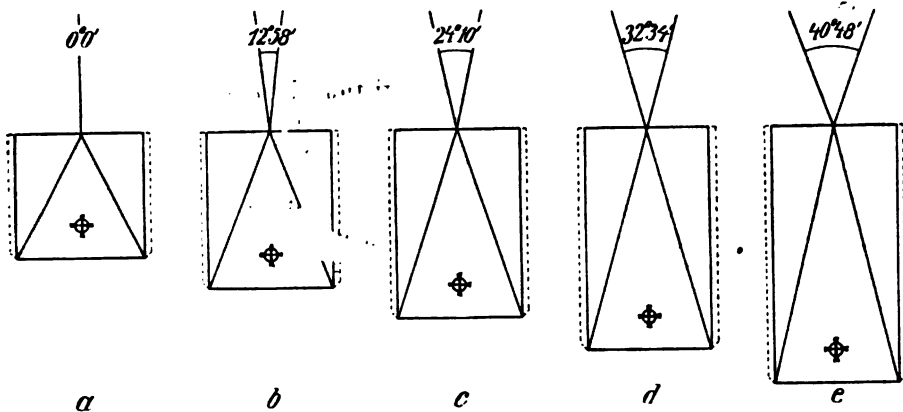


Fig. 178.

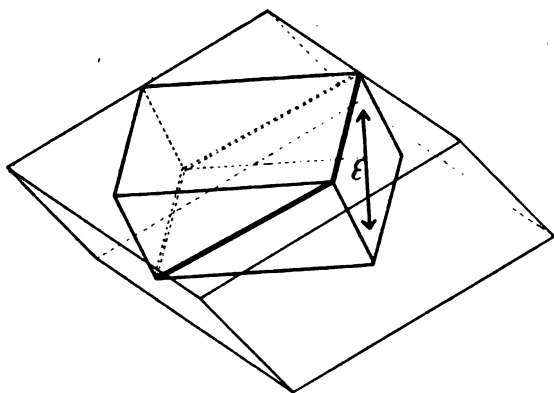


Fig. 179.

fläche des Prismas der Spaltfläche des Kalkspats parallel, und das durchtretende ϵ -Licht schwingt parallel dem eingezeichneten Doppelpfeil; solche Prismen löschen also diagonal aus. Diese Orientierung hat besonders bei Serienanfertigung eine bessere Ausnutzung des Kalkspatmaterials zur Folge.

77. Foucaultsches und Glansches Prisma. Kürzere Polarisatoren kann man auf Kosten der Apertur leicht herstellen, wenn man die Zwischenschicht nicht aus Leinöl oder Kanadabalsam, sondern nach dem Vorgang von *Foucault*¹⁾ aus Luft bestehen läßt. Ein *Foucaultsches* Prisma verwendet ein Spaltungsrhomböeder von Kalkspat, dessen Luftschicht unter

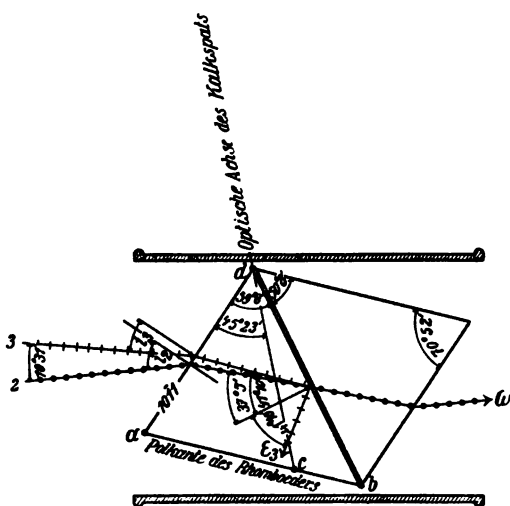


Fig. 180.

59° (nach andern Angaben auch unter andern Winkeln) gegen die Eintrittsfläche geneigt ist, wie dies Fig. 180 im Querschnitt zeigt. Die Längskante ab ist theoretisch nur 1,4069mal länger als die Kante ac eines regelmäßig gespaltenen Rhomböeders. Die Apertur beträgt für Na-Licht $10^\circ 31'$, liegt aber nicht nur geneigt gegen die Eintrittsfläche ad , sondern auch schief gegen die Längsachse des Prismas. Man hat also auf diese Verhältnisse bei der Montierung des Prismas in seinem Rohr zu achten, um die Apertur ausnützen zu können, sieht dann aber auch, wie ungünstig der Kalkspatkörper in den Strahlengang eingeschaltet werden muß. Der Grenzstrahl 2 für ordentliches Licht ist unter $i_2 = 38^\circ 15'$, und der Grenzstrahl 3 für außerordentliches Licht (wo $\epsilon_3 = 1,5192$) unter $i_3 = 27^\circ 44'$ gegen das Einfallslot geneigt. Die Totalreflexionen an der

¹⁾ C. R. 45. 1857. 238—241. Pogg. Ann. 102. 1857. 642—643.

trennenden Luftschicht bd geschehen unter $37^{\circ} 5'$ bzw. $41^{\circ} 10'$. Die Ausrechnung dieser Werte erfolgte analog denen am *Nicolschen* Prisma S. 224—225.

Will man eine günstigere Lage erreichen und auch noch kürzere Polarisationsprismen verwenden, so ist als extremstes Glied in der langen Reihe der Konstruktionstypen das *Glansche*¹⁾ Prisma, das hier in Anlehnung an die Literatur vom *Thompsonschen* unterschieden wird, zu nennen; man könnte hier eher von einem *Glan-Foucaultschen* Prisma sprechen, wie dies gelegentlich von *S. P. Thompson* geschieht, als bei dem *Thompsonschen* von einem *Glan-Thompson-Prisma*. Die Orientierung dieses Prismas ist aus den Figuren 174 und 175 zu erkennen.

Die Größe des Öffnungswinkels eines *Glanschen* Prismas läßt sich auf folgende Weise finden. Die Grenzwinkel der beiden Wellennormalen in bezug auf Luft sind (vgl. die schematische Fig. 176) für

$$\begin{aligned} \text{die ordentliche Welle} & \quad 37^{\circ} 5' = \alpha, \\ \text{die außerordentliche Welle} & \quad 42^{\circ} 17' = \beta. \end{aligned}$$

Es ist also $\beta - \alpha = \varrho_1 + \varrho_2 = 5^{\circ} 12'$. Da nun bei symmetrischem Austritt

$$i_1 = i_2, \quad \begin{aligned} \sin i_1 &= \omega \sin \varrho_1, \\ \sin i_2 &= \varepsilon \sin \varrho_2, \end{aligned}$$

so lassen sich wieder, wie auf S. 230, ϱ_1 und ϱ_2 berechnen. Wegen der Kleinheit der Winkel kann man hier die Sinus mit ihren Bögen vertauschen und also setzen

$$\omega \varrho_1 = \varepsilon \varrho_2,$$

sodaß man erhält

$$\begin{aligned} \varrho_1 &= 2^{\circ} 27'; \quad \varrho_2 = 2^{\circ} 45' \\ i_1 = i_2 &= 4^{\circ} 5'. \end{aligned}$$

Hiernach ist das Gesichtsfeld des *Glanschen* Prismas $8^{\circ} 10'$ groß. Die trennende Luftschicht liegt unter dem Winkel

$$S = \alpha + \varrho_1 = \beta - \varrho_2 = 39^{\circ} 32'$$

gegen die Endflächen geneigt. (*Glan* gibt $39^{\circ} 43'$ an, weil er $\varrho_1 = \varrho_2$ und also nicht $i_1 = i_2$ setzt.) Infolge dieser geringen (in Fig. 176 übertriebenen, in Fig. 174 richtig gezeichneten Neigung ist das Prisma sehr kurz, überhaupt das kürzeste von allen polarisierenden Prismen. Theoretisch findet man Breite: Länge = $\text{tg } 39^{\circ} 32' = 0,825$; in der Praxis läßt man zweckmäßig die Luftschicht nicht genau in den Seitenkanten der Endflächen, sondern etwas unterhalb seitwärts auslaufen (siehe Fig. 174 die schräg ausgezogene Doppellinie unter „Glan“), damit nicht so leicht Staub eintreten kann und das Prisma sich in der Fassung besser befestigen läßt. Auch dann gelingt es, die Länge dieses Prismas noch etwas unterhalb seiner Breite zu halten, z. B. wird das Verhältnis 0,924 angegeben.

¹⁾ *Carls Rep.* 16. 1880. 570—573. 17. 1881. 195.

Die Figuren 174 und 175 lassen erkennen, in welchem Größenverhältnis die Prismen nach *Thompson* und *Glan* stehen, wenn sie aus gleich großen Kalkspatrhomboëdern hergestellt werden. Nennen wir die Kantenlänge des regelmäßig gespaltenen Kalkspatrhomboëders die Einheit, so hat das daraus herzustellende *Thompsonsche* Prisma (bei dreifacher Länge und quadratischem Querschnitt) die Breite 0,34, das *Glansche* (bei würfelförmiger Gestalt) die Breite 0,55. Besonders das *Thompsonsche* Prisma verlangt sehr viel mehr Kalkspat als ein *Nicolisches* Prisma und ist daher entsprechend höher im Preis.

78. Bertrandsche und andere Prismen. Durch einen von *E. Bertrand*¹⁾ angegebenen Kunstgriff läßt sich bei jedem polarisierenden Prisma die Breite erheblich vergrößern, wenn man außer der ersten bei allen Konstruktionen bereits vorhandenen Trennungsschicht noch eine zweite anbringt, die man in bezug auf die Schichtung symmetrisch zur ersten legt. Diese Schichten können das Prisma erheblich weniger steil durchsetzen und damit eine bedeutende Verkürzung ermöglichen. Sie lassen sich nicht nur durcheinander anbringen, was der Herstellung große Schwierigkeiten bereitet und auch wegen der Mittellinie, in der die vier Keile zusammenstoßen, einige Störungen für die durch solche Prismen zu betrachtenden Bilder zur Folge hat, sie können auch übereinander gelegt werden, wie dies von *W. Grosse*²⁾ vorgeschlagen wurde. In Fig. 181 ist ein nach dem *Bertrandschen* Prinzip mit der *Grosseschen* Variante gebautes *Glansches* Prisma, d. h. ein Prisma mit zwei trennenden Luftschichten, gezeichnet. Es ist $i_1 = i_2 = 8^\circ 10'$; $\rho_1 = 4^\circ 55'$; $\rho_2 = 5^\circ 29'$; die ganze Öffnung ist also $16^\circ 20'$ und die Länge beträgt das anderthalbfache der Breite. Einzelheiten über den Gang der Lichtstrahlen sind aus der in den Winkeln etwas schematisch gehaltenen Fig. 181 zu sehen, wo die quadriert schraffierten Kegel unpolarisiertes (in Luft) oder noch nicht geschiedenes ordentliches und außerordentliches Licht (in Kalkspat), und die von unten links nach oben rechts schraffierten Kegel die schrittweise abgespaltenen ordentlichen Wellen darstellen. Das durchtretende linear polarisierte außerordentliche Licht ist von oben links nach unten rechts schraffiert.

Man kann auch die beiden Zwischenschichten nicht durcheinander oder übereinander, sondern nebeneinander legen und damit zu den jetzt sehr häufig gebrauchten *Ahrenschen*³⁾ Prismen gelangen, wie sie in Fig. 178 in fünf verschiedenen Längenverhältnissen mit den zugehörigen Aperturen gezeichnet sind. Der Vergleich von Fig. 178 mit 177 zeigt, daß

¹⁾ C. R. 99. 1884. 538—540. Bull. Soc. Min. Fr. 7. 1884. 343—345.

²⁾ Die gebräuchlichen Polarisationsprismen usw. Clausthal 1887.

³⁾ Journ. R. Microsc. Soc. 6. 1886. 397—398 u. 859; s. ferner *S. P. Thompson*, Notes on some new polarizing prisms. Phil. Mag. 1886. 476—478; ferner Note on polarizing apparatus for the microscope. Journ. R. Microsc. Soc. 1889. 617—618.

es sich bei diesen *Ahrens*schen Prismen eigentlich nur um zwei nebeneinander gelegte *Thompsonsche* Prismen handelt.

Bei allen Prismen dient der eine Kalkspatkeil nur dazu, die austretenden Strahlen den einfallenden parallel zu machen. Man hat nun versucht, hier das kostbare Kalkspatmaterial durch Glas zu ersetzen; nur fehlt es bis jetzt an einer Glassorte, die in Brechung und Dispersion der außerordentlichen Welle des Kalkspats gleich käme; daher zeigen solche von *E. Lommel*¹⁾, *C. Leiß*²⁾ und *E. Abbe*³⁾ konstruierte Prismen immer eine kleine Ablenkung oder Farbenzerstreuung, die sie zu Analysatoren weniger geeignet machen als zu Polarisatoren. — *E. Sang*⁴⁾ hat schon 1837 vorgeschlagen, das *Nicolsche* Prinzip der Beseitigung der einen Welle durch Totalreflexion in der Weise auszuführen, daß man in einen parallelepipedischen Glastrog Schwefelkohlenstoff und unter geeigneter Neigung eine dünne Spaltungslamelle von Kalkspat bringt. Von den aus der ersten Schwefelkohlenstoffhälfte auf die Lamelle fallenden Strahlen natürlichen Lichtes werden die den außerordentlichen Schwingungen im Kalkspat parallel schwingenden Teile total reflektiert und also diesmal die ordentlichen Wellen durchgelassen. Den gleichen Gedanken brachte *Jamin*⁵⁾ zur Ausführung. An Stelle des etwas lästigen Schwefelkohlenstoffs setzte *Zenker*⁶⁾ schon bald nach *Jamins* Publikation und später auch *E. Bertrand*⁷⁾ Flintglas und verband die Lamelle durch einen Kitt von hoher Lichtbrechung mit dem Glase. *C. D. Ahrens*⁸⁾ stellte eine Art von *Wollastonschem Prisma*⁹⁾ her, das er aus drei Kalkspatkeilen zusammenkittete, um dadurch eine bis nahe an 60° gehende Winkeltrennung der austretenden Strahlen zu erreichen. Die Keile haben etwa die äußere Form wie die in Fig. 181, die Orientierung ist aber eine ganz andere. Bei den Endkeilen steht die optische Achse des Kalkspats senkrecht zur Zeichenebene, bei dem mittleren Keil läuft sie von rechts nach links. Wie bei

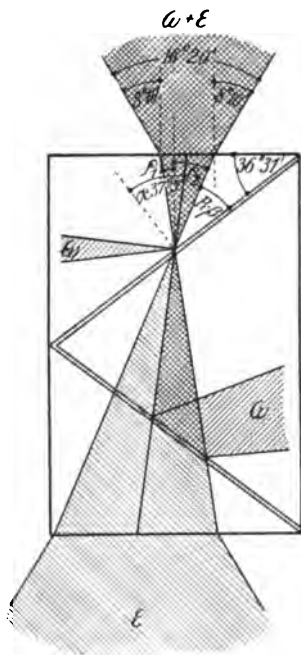


Fig. 181.

1) S. M. A. 1898. 111. Ref. Z. X. 33. 1900. 489.

2) S. B. A. 40. 1897. 901–904. Ref. Z. X. 33. 1900. 112.

3) *S. P. Thompson*, Little Nicol Prism and its modern varieties. The Proc. of the optical Convention. 1. 1905. 225.

4) R. Soc. Edinb. 1837. s. Proc. R. Soc. Edinb. 18. 1891. 323.

5) C. R. 68. 1869. 221. Pogg. Ann. 137. 1869. 174.

6) Z. f. Instr. 4. 1884. 50.

7) Bull. Soc. Min. Fr. 7. 1884. 340. C. R. 99. 1884. 538.

8) Phil. Mag. (5). 19. 1885. 69–70.

9) s. *Müller-Pouillet*, 9. Aufl. 1897. Optik. 1016.

jedem *Wollastonschen* Prisma sind beide durchtretenden Strahlen abgelenkt und dispergiert. *Ahrens* hebt nun bei einem der Strahlen diese Ablenkung und Dispersion durch ein passend vorgeschobenes oder aufgekittetes Glasprisma auf. *H. G. Madan*¹⁾ hat den obersten der drei *Ahrens'schen* Kalkspatkeile durch eine Flintcrownkombination ersetzt und diese nicht aufgekittet, sondern nach *Fauoult* durch eine Luftschicht getrennt; dadurch wird der ordentliche Strahl durch Totalreflexion beseitigt.

Die bei kleinen Prismen und sehr heißen Lichtquellen manchmal störend auftretende Wärmewirkung durch das zur Seite geworfene ω -Licht kann dadurch vermieden werden, daß man dieses Licht nicht an der geschwärzten Seitenwand absorbieren, sondern auf einer passend gelegenen und polierten Fläche des einen Kalkspatkörpers wie in Fig. 182 austreten läßt und erst weiter draußen durch Absorption vernichtet. Ein solcher Vorschlag ist schon 1885 von *F. Lippich* gemacht worden²⁾, weniger wegen der Wärme, als um die störende Wirkung von zerstreutem

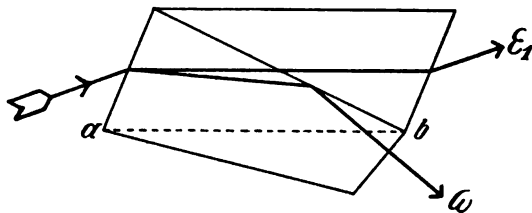


Fig. 182.

Licht bei seinem Halbschattenapparat zu beseitigen. Man kann die Kalkspatmasse jenseits der Linie *a b* in Fig. 175 auch durch einen aufgekitteten Glaskeil ersetzen, wie das *W. v. Ignatowsky* vorgeschlagen hat³⁾ und was bei Prismen mit rechteckigem Querschnitt leicht ausführbar ist.

Außer den vorstehend beschriebenen Polarisationsprismen werden noch viele Varianten angefertigt, über die in den Verzeichnissen der Firmen *B. Halle Nachfolger*, Berlin-Steglitz, und *Dr. Steeg & Reuter*, Homburg v. d. H., näheres zu finden ist. Zur Theorie der Polarisationsprismen hat sich auch *H. Schulz* geäußert⁴⁾.

79. Die Schwingungsrichtung eines polarisierenden Prismas ist vor dem Gebrauch ein für allemal annähernd festzustellen und auf der Fassung irgendwie einzugravieren. Kennt man die Konstruktion eines

1) Nature, London, **31**. 1884/85. 371—372.

2) S. W. A. **91**. II. 1885. 1080.

3) Z. f. Instr. **30**. 1910. 217—218. Ref. Z. X. **53**. 1913. 309.

4) Z. f. Instr. **36**. 1916. 247—251; **38**. 1918. 69—75.

vorliegenden Prismas, so kann man auch diese Schwingungsrichtung un-mittelbar angeben. Man weiß, daß bei einem Prisma *Nicolscher* Kon-
 struktion die Schwingungsebene senkrecht zur Kanadabalsamschicht
 liegt, daß bei einem solchen *Glanscher* oder *Thompsonscher* Konstruktion
 die Schwingungsrichtung der trennenden Schicht parallel läuft. Diese
 Schichten sind bei schrägem Hineinblicken leicht zu erkennen; in zweifel-
 haften Fällen tut man aber gut, einen kleinen Fundamentalversuch an-
 zustellen, indem man das Prisma gegen das von einem horizontal liegenden
 durchsichtigen Körper — Objektträger, polierter Tischplatte oder auch
 nur geöltem Fußboden — etwa unter dem Polarisationswinkel reflektierte
 Wolkenlicht richtet und während des Durchsehens um die Längsachse
 dreht. Bei der hier immer geltenden *Fresnelschen* Auffassung, wonach das
 reflektierte Licht senkrecht zur Einfallsebene schwingt, liegt bei Dunkel-
 stellung des Prismas die Schwingungsebene der Strahlen, die das Prisma
 durchlaufen können, vertikal.

Dritte Abteilung.

Herstellung von einfarbigem Licht.

Das Arbeiten mit dem Mikroskop geschieht meistens bei Tageslicht
 oder im weißen Licht einer Mikroskopierlampe. Die Ermittlung der
 optischen Konstanten der gesteinbildenden Mineralien erfolgt dagegen
 fast immer bei einfarbigem (monochromatischem) Licht, und auch mikro-
 photographische Aufnahmen werden häufig bei solchem Licht gemacht.
 Seine Herstellung geschieht durch

Lichtfilter,
 monochromatische Flammen,
Plückersche Wasserstoffröhren und Quecksilberbogenlampen,
 Monochromatoren.

Bei allen hierbei angewandten Methoden hat man zu berücksichtigen,
 daß die Helligkeit der verschiedenen Lichtarten außerordentlich ver-
 schieden ist, wie dies die über dem Spektrum in Fig. 191 (S. 251) ge-
 zeichnete Intensitätskurve für die einzelnen Spektralbezirke zeigt. Das
 Maximum liegt im hellgrünen Teil, ganz nahe bei der *D*-Linie und erfährt
 eine schnelle Abnahme nach beiden Seiten, wodurch sich die große
 Schwierigkeit erklärt, rotes und blaues Licht von einiger Intensität her-
 zustellen.

80. Lichtfilter. Man kann ziemlich einfarbiges Licht durch gefärbte
 Gläser oder Gelatinen oder Flüssigkeiten erhalten. Helle Kupferoxydul-
 Glasplatten, d. h. Gläser, die mit einer dünnen Schicht von Kupferoxydul-
 glas überfangen sind, lassen Licht hindurch, das sich von der *Fraunhofer*-

schen Linie *a* bis nahe an *D* erstreckt; dunkle Platten derselben Art geben einen schmäleren, aber auch sehr viel weniger intensiven Streifen. Eine Lösung von Eosin und Methylenblau, wie sie Dr. *Steeg & Reuter* in Homburg unter den Flüssigkeiten mit Absorptionsstreifen herstellen, läßt bei derselben Lichtdurchlässigkeit wie die hellen roten Gläser ein noch schmäleres Band im Rot frei, dessen Mitte etwa der *Fraunhoferschen C-Linie* entspricht. Die genaue Lage des hellen Streifens ist von der Art der Mischung sowie von der Lichtquelle abhängig und muß also bei quantitativen Bestimmungen in seinen Grenzen und seinem Helligkeitsmaximum durch ein Spektrometer festgelegt werden¹⁾. Die Herstellung anderer Lichtarten nach dieser Lichtfiltermethode ist etwas umständlicher, da man immer mehrere Lösungen oder Gläser hintereinander schalten muß, damit alle Teile des Spektrums bis auf den einen Streifen absorbiert werden. *H. Landolt* hat über die Herstellung von rotem, gelbem, grünem, hellblauem und dunkelblauem Licht durch Lichtfilter folgende Angaben gemacht²⁾. Der Schwerpunkt der durchgelassenen Lichtarten ist durch die Wellenlängen in der letzten Kolonne charakterisiert.

Farbe	Dicke der Schicht in mm	Wässrige Lösungen von	Gramm-Substanz in 100 ccm Lösung	Wellenlänge in $\mu\mu$
rot	20	Kristallviolett 5 BO ³⁾	0,005	665,9
	20	Kaliumchromat K_2CrO_4	10	
gelb	20	Nickelsulfat $NiSO_4 + 7 aq$	30	591,9
	15	Kaliumchromat K_2CrO_4	10	
	15	Kaliumpermanganat $KMnO_4$	0,025	
grün	20	Kupferchlorid $CuCl_2 + 2 aq$	60	533,0
	20	Kaliumchromat K_2CrO_4	10	
hellblau	20	Doppelgrün SF ⁴⁾	0,02	488,5
	20	Kupfersulfat $CuSO_4 + 5 aq$	15	
dunkelblau	20	Kristallviolett 5 BO	0,005	448,2
	20	Kupfersulfat $CuSO_4 + 5 aq$	15	

Zur Isolierung der von einer Quecksilberbogenlampe gelieferten Strahlen, die durch eine sogenannte Schusterkugel auf den Spiegel eines Mikroskops geworfen werden, hat *A. Köhler*⁵⁾ folgende Lösungen zur Füllung der die Schusterkugel ersetzenden Kochflasche vorgeschlagen.

1) *E. A. Wülfing*, Habilitationsschrift. Tübingen 1891. 23.

2) *Ber. d. d. chem. Ges.* **27**. 1894. 2872—2877.

3) Kristallviolett 5BO ist das Chlorhydrat des Hexamethylpararosanilins.

4) Doppelgrün SF des Handels ist die Verbindung von Chlormethylhexamethylpararosanilinchlorhydrat (Methylgrün) mit Chlorzink.

5) *Z. f. wiss. Mikrosk.* **27**. 1910. 329—335.

Zur Isolierung der Linien mit den Wellenlängen		Lösungen zur Füllung der sog. Schusterkugel
im Gelb	576 $\mu\mu$	Wasser 300 ccm
	579 $\mu\mu$	Kaliumbichromat 15 g
		Kupfersulfat 3,5 g
		Schwefelsäure 1 ccm
im Grün	546 $\mu\mu$	Wasser 300 ccm
		Pikrinsäure 0,4 g
		Kupfersulfat 3,5 g
		Didymnitrat 15 g
im Blau und Violett	436 $\mu\mu$	Wasser 225 ccm
	407 $\mu\mu$	Ammoniak 75 ccm
	405 $\mu\mu$	Kupfersulfat 1 g

Über andere Lichtfilter, besonders für photographische Zwecke, orientiert das Buch von *A. Freih. v. Hübl*, Die photographischen Lichtfilter, Halle a. S. 1910. Auch enthalten die Kompendien der Mikrophotographie manche Angaben. Ferner hat der wissenschaftliche Mitarbeiter von *Wratten & Wrainwright* in Croydon, Surrey, Dr. *Kenneth-Mees*, ein Büchlein über „Wratten Light Filters“ zusammengestellt, worin nach gütiger Mitteilung von Herrn Dr. *P. Koller* nicht weniger als 77 Filter für mikroskopische, spektroskopische, ultraviolette und infrarote Zwecke beschrieben werden. Schließlich sei noch auf einen Aufsatz von *W. Scheffer*¹⁾ „Über Lichtfilter aus optischem, in der Masse gefärbtem Glas für Mikrophotographie und subjektive Beobachtung“ hingewiesen.

Zur Isolierung der ultravioletten Strahlen ist nach *R. W. Wood*²⁾ das Nitrosodimethylanilin, in Glycerin oder in fester Gelatine gelöst, besonders geeignet. Eine solche Lösung ist für die Strahlen vom roten Ende des Spektrums bis zum Grün und ferner von 400—280 $\mu\mu$ Wellenlänge durchlässig, also nicht nur für die sichtbaren roten und grünen Strahlen, sondern auch für viele ultraviolette. Die sichtbaren Strahlen beseitigt *Wood* durch Kombination jenes Filters mit grünem Signalglas und blauem Kobaltglas. Über die Beseitigung eines Restes von durchgehendem sichtbarem violettem Licht siehe § 71, S. 211. Ferner haben die Zeiß-Werke in Jena ein Glas hergestellt, das sie Blau-Uviolglas nennen und das eine besonders große Durchlässigkeit für ultraviolette Strahlen besitzt, sodaß sich die Eigenschaft des Nitrosodimethylanilins noch besser ausnutzen läßt. Lampen mit diesem Filter, die von den Zeiß-Werken als UV-Filterlampen in den Handel gebracht werden, hat *H. Lehmann*³⁾ konstruiert.

1) Z. f. wiss. Mikrosk. 28. 1911. 456—467.

2) Phil. Mag. 5. 1903. 257. Ref. Z. X. 41. 1906. 391.

3) Verh. D. Phys. Ges. 12. 1910. Nr. 21. 19 S.; 13. 1911. Nr. 23. 4 S.; Z. f. Instr. 32. 1912. 43—54. Einzelheiten sind auch in der Zeißschen Druckschrift, das UV-Filter und die UV-Filterlampe, zu finden.

81. Monochromatische Flammen. Viel vollkommener ist das monochromatische Licht, das man durch Verdampfen von Salzen mittelst der nicht leuchtenden Bunsenflamme erhält. Für einfarbiges rotes und grünes Licht verwendet man Lithium- und Thalliumsalze, für gelbes Licht ist ein Salz des Natriums und zwar am besten das Karbonat (entwässerte Soda) zu gebrauchen; auch wird Chlornatrium und Bromnatrium empfohlen ¹⁾, wenn es sich um besonders intensives Licht handelt, und die Unbequemlichkeit der schnellen Verdampfung eben in den Kauf genommen werden muß. Die Wellenlängen der auf diese Weise erhaltenen Lichtarten sind

für Li-Licht . . .	670,8 $\mu\mu$,
für Na-Licht . . .	589,3 \pm 0,3 $\mu\mu$ (Doppellinie),
für Tl-Licht . . .	535,1 $\mu\mu$.

Einfache Sodaperlen von 3 mm Dicke, an einmal umgebogenem Platindraht von 0,3 mm Dicke, sind ohne Ersatz länger als eine halbe Stunde und also bei spektrometrischem Arbeiten zu zahlreichen Ablesungen zu gebrauchen. Lithiumkarbonat verdampft ein wenig schneller, Lithiumsulfat etwa ebenso schnell wie Natriumkarbonat; beide sind also ohne Schwierigkeit zu längerem Gebrauch geeignet. Von Thalliumsalzen ist die Verwendung des Sulfats üblich, das aber recht flüchtig ist und daher in größeren Mengen der Flamme zugeführt werden muß. Man kann sich hier der Anordnung, die *F. E. Wright* ²⁾ angegeben hat, bedienen und muß nur wegen der leichten Reduzierbarkeit der Thalliumsalze kein Platin verwenden, sondern einen kleinen Porzellantiegel mit dem Salz füllen und seitlich einen Docht in Form eines Bündels von Asbestfasern herausragen lassen ³⁾. Dieser Docht wird von der Bunsenflamme ganz umspült, während der Rand der Flamme den Tiegelinhalt flüssig erhält. Bei der Anwendung von Thalliumsalzen muß man die Verdampfung unter einem guten Abzug vornehmen, da den Dämpfen giftige Eigenschaften zugeschrieben werden; übrigens empfiehlt sich diese Vorsicht auch bei Soda, weil sonst in dem Beobachtungsraum alle anderen Flammen durch das in der Luft verteilte Natrium längere Zeit überstrahlt werden. Um gleichzeitig zwei oder mehrere Lichtarten anwenden zu können, was bei spektrometrischen Arbeiten recht bequem ist, kann man die Salze mischen. Besonders eignen sich hierzu die Karbonate des Lithiums und Natriums, wobei man nur darauf zu achten hat, dem Gemisch mindestens 10mal mehr Lithiumkarbonat zuzusetzen, damit auch das viel schwächere Lithiumlicht neben dem kräftigen Natriumlicht zur Geltung kommt.

Die obigen einfachen Vorrichtungen genügen vielen billigen Anforderungen, die man bei Mineraluntersuchungen an intensiv monochroma-

¹⁾ *E. Fleischel v. Marxon*, Wied. Ann. **38**. 1889. 675—676.

²⁾ *Am. Journ.* **27**. 1909. 98.

³⁾ Der Vorschlag ist auch in der Literatur gemacht worden, die Stelle ist mir aber entgangen.

tische Flammen stellt. Die für manche Beleuchtungen zu schmale Bunsenflamme kann auf optischem Weg, also durch Einschaltung einer passenden Linse in den Strahlengang, verbreitert werden. Ein großer Brenner mit 5 cm breiter Flamme und mit langen Rollen von Platingaze oder mit einem Asbestbündel für Thalliumsalz wird bei der *H. Laspeyresschen* Lampe für homogenes Licht¹⁾ gebraucht. Neuerdings hat *C. Leiß*²⁾ die Salzträger nach dem Vorgang des Natriumbrenners der Firma *Zeiß* durch Bimssteinplatten ersetzt, die mit dem zu verdampfenden Salz getränkt werden. Außer diesen Lampen gibt es noch zahlreiche andere Konstruktionen zur Herstellung monochromatischer Flammen, von denen die *Mikroskopierlampe* für Natriumlicht von *A. Köhler*³⁾ und die *Thalliumlampe* von *H. Kreuzler*⁴⁾ noch besonders erwähnt werden mögen. Die in Fig. 183

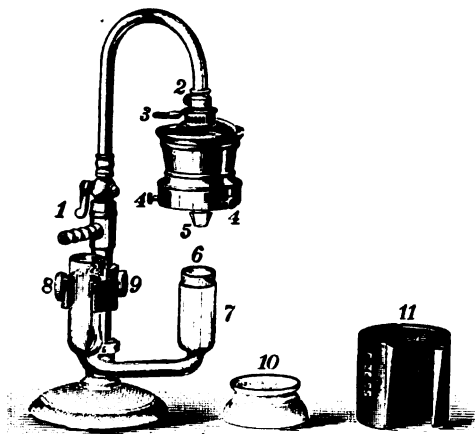


Fig. 183.

abgebildete *Köhlersche* Lampe besteht aus einer *Zeißschen* Mikroskopierglühlampe für Gaslicht 1 2 3 4 5, deren Bunsenflamme bei 5 nicht in einem Glühstrumpf, sondern in eine Rolle aus Filtrierpapier bei 6 hineinbrennt. Diese Rolle steckt in dem kurzen Schenkel eines U-Rohres 7 8 9, das mit einer Lösung von Natronsalpeter (1 : 5) gefüllt ist und die Rolle feucht erhält, sodaß sie nicht verbrennen kann. Die Glasglocke 10 dient zum Schutz der Flamme, und der Blechzylinder 11 zur Abblendung von Seitenlicht. — *H. Kreuzler* bringt bei seiner Thalliumlampe das Salz nicht direkt in die Flamme, sondern läßt es in dem Rohr des Bunsenbrenners ver-

¹⁾ Z. f. Instr. 2. 1882. 96—98. Beschreibung auch in *Groths* Physikal. Kristallogr. 4. Aufl. 1905. 738. Anm. 1.

²⁾ Z. X. 54. 1915. 168.

³⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 37. 1920. 200—202.

⁴⁾ Ber. d. D. Phys. Ges. 3. 1905. 59—60.

dampfen. Zu dem Ende hat der Bunsenbrenner eine horizontale Brennröhre, deren Ende aus einem schwer schmelzbaren Kugelglasrohr besteht. In die Kugel wird Thalliumchlorid gebracht und dessen Verflüchtigung durch eine ganz kleine, zweite Bunsenflamme bewirkt. Die Flamme des Hauptbrenners färbt sich alsbald intensiv grün und behält diese Färbung mit wenig Thalliumsalz durch längere Zeit. Eine nach der *Kreuslerschen* Idee im Heidelberger Institut ausgeführte Thalliumlampe zeigt Fig. 184 in etwa $\frac{1}{5}$ der wirklichen Größe.

Andere Spektrallampen haben *F. Beckmann*¹⁾ und *V. Posejpal*²⁾ konstruiert. Bei ihnen wird der färbende Stoff der Flamme durch Zerstäubung mittelst Druckluft oder durch Gasentwicklung oder durch Ver-

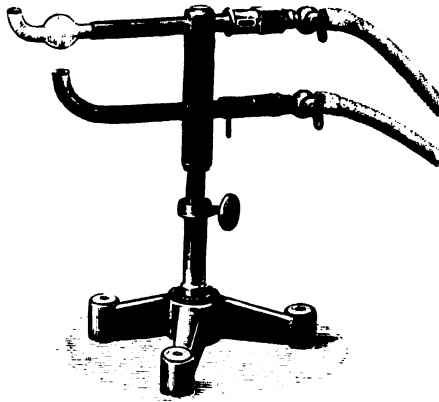


Fig. 184.

dampfen einer wässrigen Lösung zugeführt. Manche Einzelheiten finden sich auch in der von *O. Lehmann* herausgegebenen *Frickschen* Physikalischen Technik, 7. Aufl. II. 2. 1909. 979—983.

82. Plückersche Wasserstoffröhre und Quecksilberbogenlampe. Nur ein kleiner, von 671—535 $\mu\mu$ Wellenlänge reichender Teil des Spektrums läßt sich auf die im vorigen Paragraphen beschriebene einfache Weise durch monochromatische Flammen darstellen. Will man die Beobachtung über einen größeren Spektralbereich ausdehnen, so kann hierzu das durch den elektrischen Funken in der *Plückerschen* Röhre³⁾ leuchtend gemachte Wasserstoffgas dienen. Man erhält auf diese Weise vier helle Linien, die über drei Viertel des sichtbaren Spektrums verteilt sind, nämlich:

¹⁾ Z. f. phys. Chem. **34**. 1900. 593—611; **35**. 1900. 443—458. 652—660.

²⁾ Ref. N. J. 1914. I. 4—5.

³⁾ Pogg. Ann. **104**. 1858. 124—125; **105**. 1858. 76.

Hα	mit $\lambda = 656,3 \mu\mu$,	entspr. der <i>Fraunhoferschen</i> C-Linie im Rot,		
Hβ	" " = 486,1 $\mu\mu$,	" " " "	F- " "	Hellblau,
Hγ	" " = 434,1 $\mu\mu$,	" " " "	G'- " "	Dunkelblau,
Hδ	" " = 410,2 $\mu\mu$,	" " " "	h- " "	Violett.

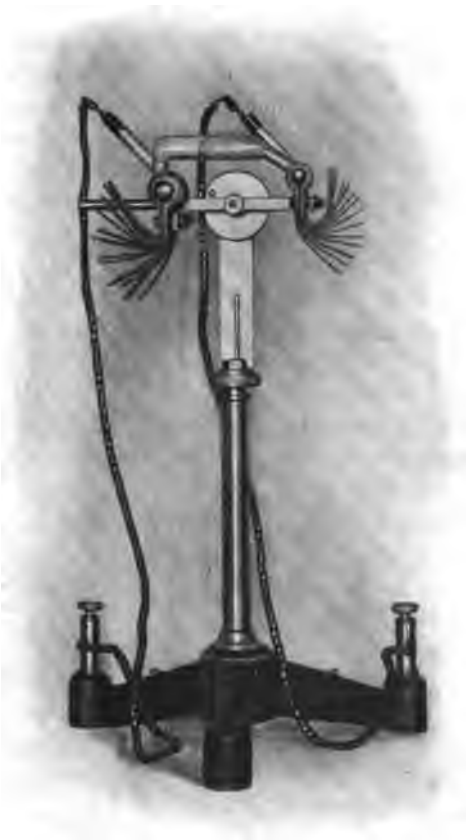


Fig. 185.

Das erforderliche Instrumentarium — elektrische Batterie, großes Induktorium, Wasserstoffröhre — ist recht kompliziert und gibt nicht einmal sehr helles Licht.

Viel intensiver ist das Licht der Quecksilberbogenlampe, die in erster brauchbarer Form von *L. Arons*¹⁾ konstruiert und durch Verwendung des Quarzglases von seiten der Firma *Heraeus* in Hanau eine besonders vor-

¹⁾ Wied. Ann. 47. 1892. 767—771.

teilhafte Gestaltung erhielt¹⁾). Diese *Heraeus'sche* Lampe wird für Gleichstrom und für Wechselstrom, für 110 Volt und für 220 Volt Netzspannung und in Lichtstärken von 800—3000 Normalkerzen gebaut. Sie zeichnet sich durch sehr bequeme Handhabung und durch den geringen Stromverbrauch von nur 2 oder $3\frac{1}{2}$ Amp. aus. Eine solche Lampe für Gleichstrom ist in Fig. 185 abgebildet. Die fächerförmigen Kupferstreifen dienen zur Abkühlung der Elektroden, damit sich bei zu starker Belastung und zu hohem Dampfdruck das Linienspektrum nicht in ein kontinuierliches Spektrum umwandelt. Man sieht durch das gerade Ende auf der linken Seite des Quarzglaskörpers längs dessen Rohrachse in der Richtung des etwa 5 mm dicken, enorm hellen Lichtbogens. Von den zahlreichen Linien, die in dem Spektrum einer solchen Lampe auftreten, sind einige der kräftigsten in der Tabelle auf S. 252 mit ihren Wellenlängen verzeichnet. Ihre Isolierung kann man entweder durch einen Monochromator (s. nächsten Paragraphen) oder durch die in § 80 genannten Lichtfilter vornehmen. Einzelheiten über die Bedienung der Lampe findet man in den Gebrauchsanweisungen.

83. Monochromator. Schließlich kann man das weiße Licht in ein Spektrum ausbreiten und von diesem Spektrum ein beliebig schmales Stück zur Verwendung herauschneiden, wie das von *Foucault, Helmholtz, Lippich, Landolt, Abney, Tutton, Wülfing*²⁾ u. a. geschehen ist. Jeder Spektralapparat läßt sich mit einer kleinen, konstruktiven Ergänzung, die in der Anbringung eines Spaltes am Austrittsrohr besteht, in einen Apparat zur Herstellung monochromatischen Lichtes umwandeln. Indessen pflegt bei den Spektralapparaten Ein- und Austrittsrohr gegeneinander bewegt zu werden, um die verschiedenen Teile des Spektrums bei Minimalablenkung einzustellen, was einige Unbequemlichkeit bei der hier in Frage kommenden Verwendung zur Folge hat. Ist das Eintrittsrohr beweglich, so muß die Beleuchtungsflamme fortwährend verschoben werden; hat aber die Lichtquelle wie bei Sonnenbeleuchtung ihren vorgeschriebenen Stand, so muß die Bewegung mit dem ganzen Beobachtungsapparat erfolgen, was weitere Unzuträglichkeiten mit sich bringt. Man kann nun aber auch Spektralapparate mit festem Ein- und Austrittsrohr konstruieren und die Bewegung des Spektrums durch Drehung des Prismas vornehmen, wenn man das von *E. Abbe*³⁾ schon 1870 angegebene Prisma verwendet, das erst lange nachher allgemeiner bekannt geworden ist und heute vielfach unter anderem Namen wie Hilger- oder Pellin- und Broca-Prisma geht. Seine Theorie ist, wie auch *F. Löwe* betont⁴⁾, von *Abbe* in ganz allgemeiner Form, ohne Beschränkung auf einen bestimmten Be-

¹⁾ s. *R. Küch* und *T. Retschinsky*, *Ann. Phys.* **20**. 1906. 563—583.

²⁾ Ausführliche ältere Literatur findet sich in *Wülfings* Aufsatz in *N. J. BB.* **12**. 1898. 343—404; s. a. *Z. f. Instr.* 1898. 209—213.

³⁾ *Jenaische Zeitschr. f. Med. usw.* **5**. 1870. 4—6.

⁴⁾ *Z. f. Instr.* **27**. 1907. 271—276.

trag der Ablenkung, erörtert worden, sodaß es durchaus gerechtfertigt ist, dieses Prisma nach seinem ersten Erfinder zu benennen, einerlei ob es nun um 90° oder 120° oder um einen anderen Winkel ablenkt. In einem solchen Prisma erfährt das Licht an einer Wand eine Totalreflexion. Das Prisma besteht aus einem einzigen Stück Glas, wirkt aber so, wie wenn es sich aus zwei 30° -Prismen und einem rechtwinkligen Reflexionsprisma ABC zusammensetzte. Die durchgehenden Lichtstrahlen stehen senkrecht auf den Seiten AB und BC dieses Reflexionsprismas, an die sich die beiden 30° -Prismen anlegen. Der eintretende Lichtstrahl wird durch das erste 30° -Prisma im Sinne des Uhrzeigers durch das zweite entgegengesetzt abgelenkt und erfährt daher schließlich nur die Ablenkung infolge der Totalreflexion an Prisma ABC , entsprechend dem Winkel bei B . Dieser Ablenkungswinkel beträgt in dem durch Fig. 186 dargestellten Fall 90° und ist unabhängig von der Wellenlänge, gilt also für alle Farben. Bei einem gewissen Einfallswinkel des eintretenden Lichtstrahls ist der austretende rote Strahl um 90° abgelenkt, bei einem andern Einfallswinkel

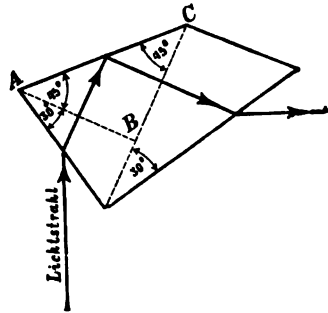


Fig. 186.

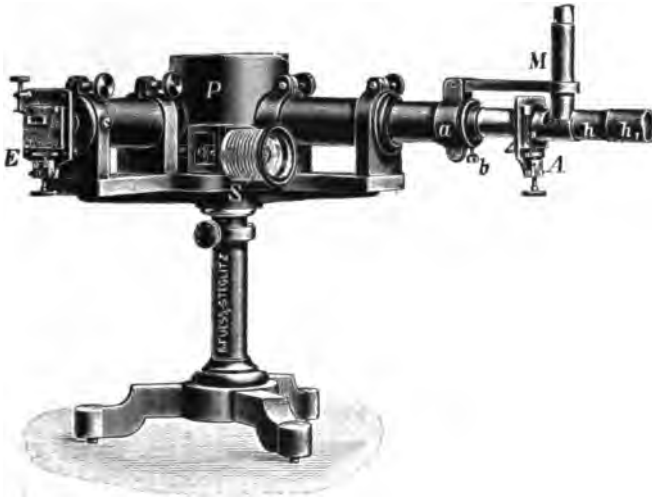


Fig. 187.

findet diese Ablenkung von 90° für blaues Licht statt. Man muß also durch Drehung des Prismas das Spektrum am Austrittsspalt vorbeiwandern lassen. Der große in Fig. 187 abgebildete Monochromator der Firma Fueß ist mit einem solchen Abbeschen Prisma versehen. Hier ist E der mit Vergleichsprisma versehene Eintrittsspalt, A der Austrittsspalt,

beide symmetrisch verstellbar. Die Einstellung einer bestimmten *Fraunhoferschen* Linie und die Beobachtung der Spaltweite geschieht durch das abgebrochen gezeichnete Mikroskop *M*, das unten ein totalreflektierendes Prisma trägt und bei dem Durchgang der Strahlen hinaufgeklappt wird. Das Rohr *h* enthält eine achromatische Linse, die zwischen zwei Marken ∞ und 1:1 verschoben werden kann, um entweder paralleles Licht für Mikroskop- und Konoskopbeobachtung austreten zu lassen oder ein Bild des Austrittsspaltcs in der Größe 1:1 auf ein Spektrometer zu werfen. Das von einem 18—50 cm großen, durch Handbetrieb verstellbaren Heliostatenspiegel kommende Sonnenlicht wird durch eine Sammellinse von 10 cm Öffnung und 40 cm Brennweite auf den Eintrittsspalt *E* geworfen. Zur sicheren Erkennung der weit im Rot oder im Blau liegenden Linien wie *A* und *a*, oder *h* und *H*, schiebt man ein Kobaltglas vor, damit die diffuse Aufhellung durch das intensive gelbe und grüne Licht vermieden



Fig. 188.

wird; für die roten Linien allein ist auch ein Kupferoxydulglas zu empfehlen.

Ein Heliostat der angegebenen Dimensionen ist in Fig. 188 in etwa $\frac{1}{8}$ der wirklichen Größe abgebildet und wird von Dr. *Steege & Reuter* in Homburg v. d. H. angefertigt. Die rechts aus der Platte hervorragenden Knöpfe nehmen ein Stangenwerk auf, das bis zu dem Tisch des Spektrometers reicht und von hier aus die Einstellung des Spiegels ausführen läßt. Die Benutzung ohne Uhrwerk bietet keine Schwierigkeiten, denn die Sonne braucht zum Durchlaufen ihres scheinbaren Durchmessers von $0^{\circ} 32'$ eine Zeit von zwei Minuten, und dasselbe gilt auch für jedes durch die Sammellinse auf dem Eintrittsspalt projizierte Sonnenbild. Man hat also immer genug Zeit zu sorgfältiger Einstellung der betreffenden Ablenkung. Dieser Handbetrieb hat sogar gewisse Vorteile, da man zur Einstellung einer *Fraunhoferschen* Linie mit dem Mikroskop *M* die Fülle des Lichtes, die das Auge nicht auszuhalten imstande ist, einen Augenblick zur Seite leiten und dann für die Prismenablenkung wieder voll einströmen lassen kann. Die Apertur der Sammellinse hat sich der Apertur

des Eintrittskollimators des Monochromators anzupassen oder sie gar etwas zu übertreffen, da hiervon die Beleuchtungsstärke des austretenden Spektrums sehr wesentlich abhängt. Das Sonnenlicht ohne Konzentrationslinse würde den Kollimator nur mit einem Lichtkegel von $\alpha = \frac{1}{2}^\circ$ Öffnung erfüllen. Bringt man aber diesen Kegel auf eine Apertur von $\alpha = 14\frac{1}{4}^\circ$, was dem Öffnungsverhältnis 1:4 des Kollimators entspricht, so steigert man damit die Beleuchtungsstärke nach dem 29. *Lambertschen Satz*¹⁾ im Verhältnis des Quadrats der halben Tangente des scheinbaren Halbmessers der Linse, vom Brennpunkt aus gesehen, zum Quadrat der Tangente des scheinbaren Halbmessers der Sonne, in unserem Fall also

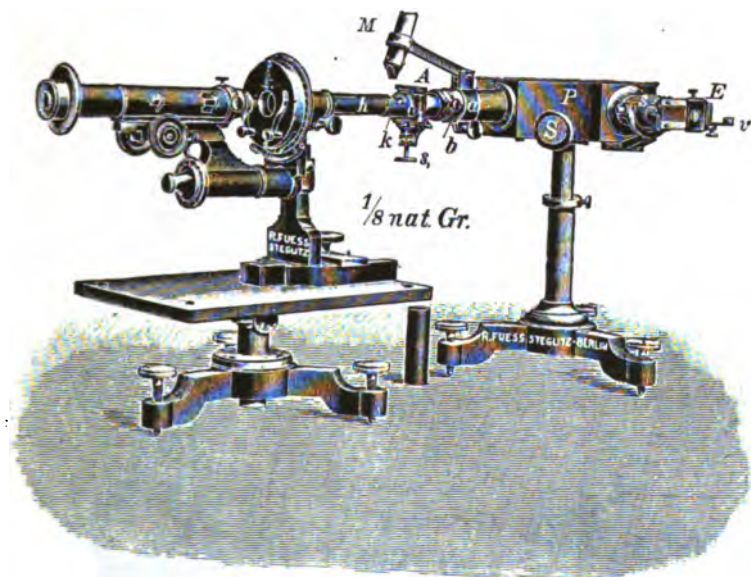


Fig. 189.

um das Verhältnis von $\text{tg}^2 7^\circ 7\frac{1}{2}' : \text{tg}^2 0^\circ 16'$ oder um das 721fache²⁾. Es gibt keine andere Lichtquelle von dieser Intensität; sie ist bei tief gefärbten Mineralien unersetzbar. Die Sammellinse muß schließlich auch die große Brennweite von 40 cm haben, damit das Sonnenbild in einer zweckmäßigen Größe von etwa 4 mm Durchmesser auf dem Eintrittspalt entworfen wird.

Wenn bei Sonnenlichtbeleuchtung die Schraube *S* in Fig. 189 nur zur Bewegung des Prismas, nicht zur eigentlichen Einstellung einer bestimmten Farbe dient, so läßt sich doch letztere durch eine an der Trommel der Schraube passend angebrachte Teilung ebenfalls erreichen; nur muß man

¹⁾ Photometria. 1760. Deutsche Übersetzung in *Ostwalds Klassiker* Nr. 31. 1892. 116.

²⁾ Näheres hierüber findet man in dem S. 246 Anm. 2 zitierten Aufsatz.

das Instrument dann sehr viel vorsichtiger behandeln. Bei Gebrauch von künstlichen Lichtquellen ist man gezwungen, diese Art der Einstellung zu wählen und hat also die Aichung der Trommel mit Hilfe bestimmter *Fraunhoferscher* Linien oder homogener Flammen zu prüfen.

Dieser Monochromator ist von *C. Leiß*¹⁾ auch in einen Ultraviolett-Monochromator umgewandelt worden, indem er als Dispersionssystem ein

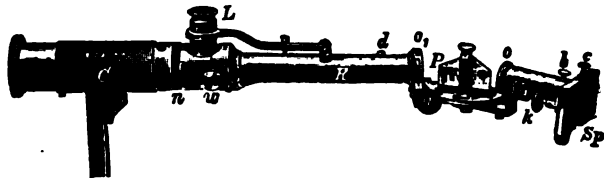


Fig. 190.

Quarzdoppelprisma nach *R. Straubel*²⁾ einsetzte, bei dem das erste 30°-Prisma (Fig. 186) die optische Achse parallel AB , und das andere Prisma zusammen mit dem totalreflektierenden Teil diese Achse senkrecht auf der Zeichenebene liegen hat. Die Austrittsfläche des zweiten Quarzkörpers beginnt dann erst bei B und bildet mit der kurzen Kathete des ersten einen einspringenden Winkel. Die Linsen bestehen ebenfalls aus

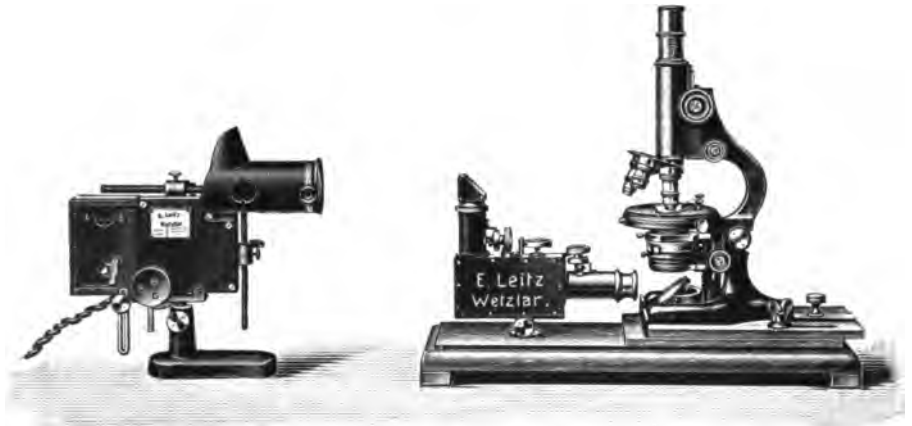


Fig. 191.

Quarz, oder bei der in h verschiebbaren achromatischen Projektionslinse aus Quarz-Steinsalz-Quarz oder Quarz-Fluorit. Die Verbindung eines Monochromators mit einem Mikroskop zeigt Fig. 189.

Ein kleinerer lichtstarker Monochromator, der in den Kollimator C eines Goniometers bis zu einer durch den Klemmring n gegebenen Tiefe

¹⁾ Z. f. Instr. **32**. 1912. 292—294.

²⁾ s. bei *F. Löwe*, l. c. 274.

direkt eingesteckt werden kann, ist in Fig. 190 abgebildet¹⁾. C_1 ist das Eintrittsrohr, P das durch die Mikrometerschraube a drehbare Prisma, das in den neueren Modellen durch ein Abbesches Prisma ersetzt ist, R das Austrittsrohr. Sp ist der mit Schutzkappe c versehene, durch k zu öffnende Eintrittspalt, der durch die Schraube b im Fokalabstand von Linse o fest-

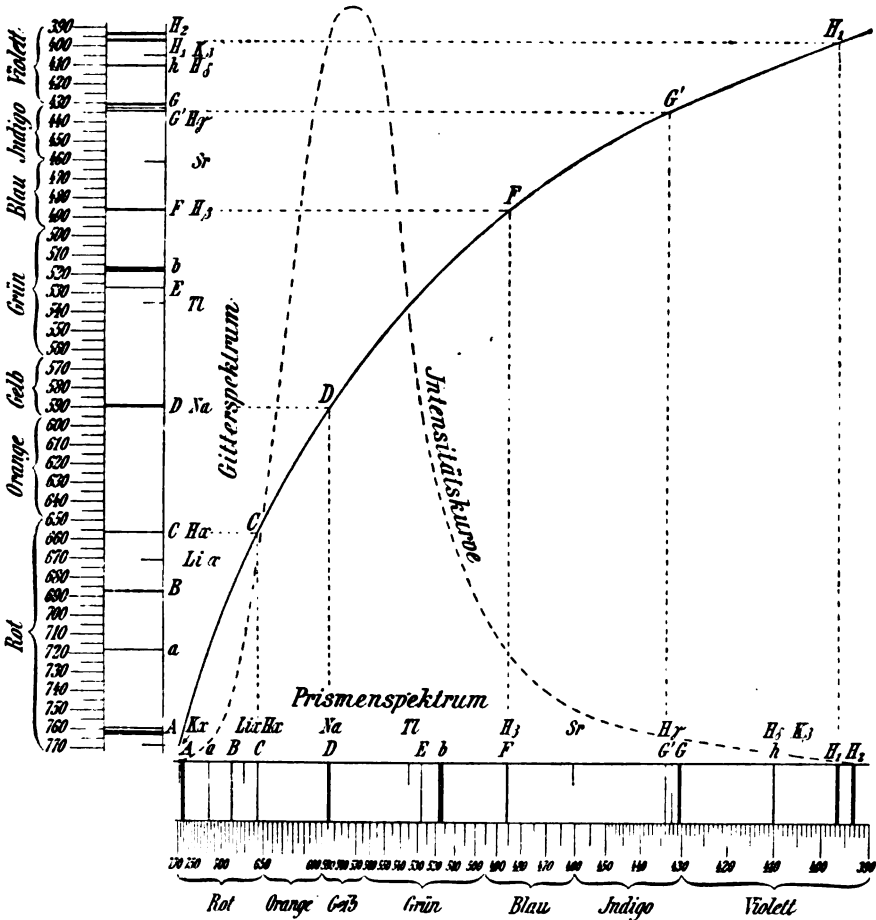


Fig. 192.

geklemmt wird. Bei w befindet sich der Kollimatorschlitz, in dessen Ebene das durch die hier eingeklappte starke Lupe L einzustellende Spektrum liegt. Die Linse o_1 befindet sich im Abstand ihrer Brennweite von w und wird in dieser Lage durch d festgehalten. Da die Linsen nicht für den ganzen Spektralraum achromatisch zu sein pflegen, kann man zur Er-

¹⁾ E. A. Wülfig, T. M. P. M. 15. 1896. 52–59; s. a. C. Leiß, N. J. 1896. II. 256–258.

langung möglicher Schärfe der verschiedenen *Fraunhoferschen* Linien die mit feinem Gewinde versehene Linsenfassung *o* innerhalb kleiner Grenzen hin und her schrauben.

Ein anderer kleiner lichtstarker Monochromator, besonders für mikroskopische Beobachtungen wurde von *M. Berek* und *F. Jentzsch*¹⁾ konstruiert. Er wird von den Leitz-Werken in Wetzlar hergestellt und ist in Fig. 191 in Verbindung mit Liliput-Bogenlampe und Mikroskop abgebildet.

Um mit den Monochromatoren sicher und schnell zu arbeiten, muß man über die Lage der wichtigsten *Fraunhoferschen* Linien orientiert sein und ein Spektrum wie das in Fig. 192 horizontal entworfene kennen. Man trägt zu dem Zweck links in vertikaler Richtung alle in Betracht kommenden Linien in Abständen proportional ihrer Wellenlänge auf (Gitterspektrum) und mißt alsdann im subjektiv oder objektiv dargestellten Spektrum den Abstand einiger weniger, mit Sicherheit richtig erkannter Linien (hier K_a , C , D , F , G' , H_1), wobei man den Austrittsspalt möglichst weit öffnet. Diese Messungen dienen gleichsam als Gerippe für das in horizontaler Richtung zu entwerfende Prismenspektrum. Verlängert man diese sechs Linien als Ordinaten nach oben, die gleichlautenden sechs Linien des Beugungsspektrums als Abszissen nach rechts, so erhält man Punkte zur Konstruktion der von links unten nach rechts oben verlaufenden Kurve, durch deren Vermittlung man aus beliebig vielen Linien im Beugungsspektrum als Abszissen zu den entsprechenden Linien im Refraktionsspektrum als Ordinaten gelangt.

Einige der wichtigsten, für unsere Zwecke gebrauchten *Fraunhoferschen* Linien stehen mit ihren Wellenlängen in der nachstehenden Tabelle.

Linie	Element	Wellenlänge in $\mu\mu$	Linie	Element	Wellenlänge in $\mu\mu$		
A	K	770,2	E	Tl	535,1		
		766,8			527,0		
		762,8			$b_1 - b_2$	$517,3 \pm 0,5$	
		762,1			F	H_β	486,1
		759,4				Sr	460,8
a		718,8		Hg	435,9		
B		687,6	G'	H_γ	434,1		
	Li	670,8	G		430,8		
C	H_α	656,3	h	H_δ	410,2		
	Hg	615,2			Hg	407,8	
D	Na	$589,3 \pm 0,3$	H = H_1		396,9		
	Hg	579,0	K = H_2		393,4		
	Hg	576,9	I.		382,1		
	Hg	546,1					

¹⁾ Z. f. Instr. 34. 1914. 47—51.

H
Z
7



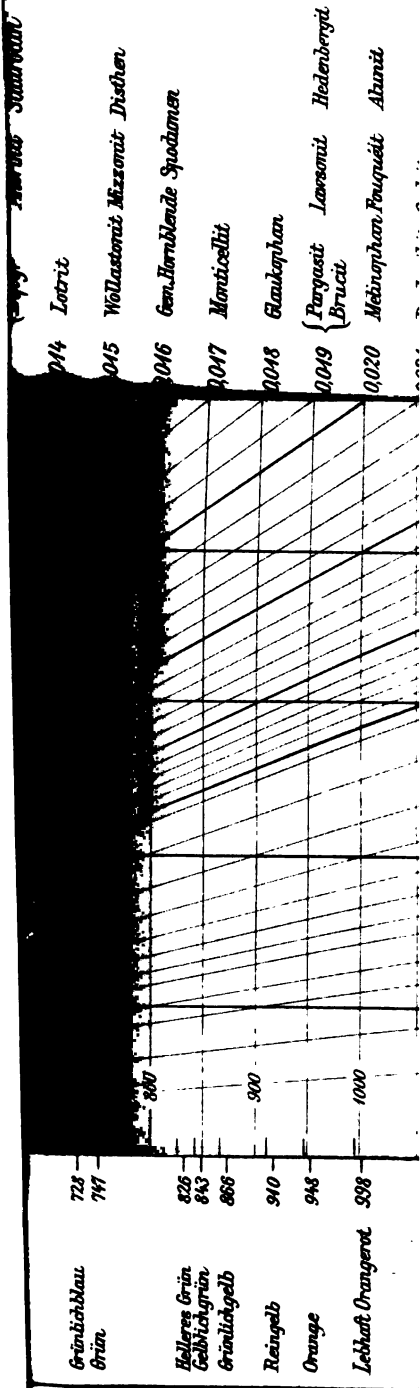
LUNG

langung
die mit
Grenzer
E
mikrosk
konstru
in Fig.
gebildet
U₁
man übu
und ein
Man tr
tracht k
auf (Gi
gestellte
erkennt
möglich
das in
längert
lautende
so erhäl
oben ve
vielen L
Linien i
Ei
schen Li

1) 2

Farbe oder Gangunte

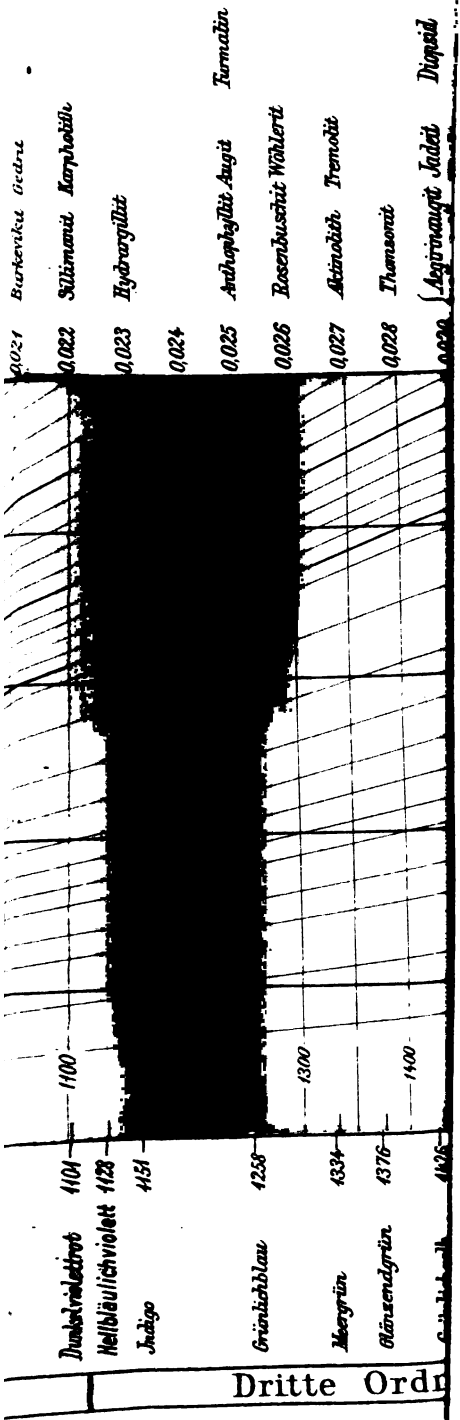
($s_y - s_x$)
für die maximalen Werte (ϵ)
über Interferenz



Zweite Ordnung

terschied, Dicke und Do

$s_{\alpha} - d (\gamma - \alpha)$
 $\epsilon - \omega$) oder $(\gamma - \alpha)$. Bei isomorp
 isfarben s. §§ 41 und 45.



Z
Z
Z
E

LUNG
4

langun
die mi
Grenze

F

mikros
konstru
in Fig.
gebildet

U

man üb
und ein
Man tr
tracht

auf (G
gestellte

erkann

möglich

das in

längert

lautend

so erhä
oben ve
vielen **I**

Linien

E

schen **L**

111

MIKROSKOPISCHE PHYSIOGRAPHIE

DER
PETROGRAPHISCH WICHTIGEN
MINERALIEN

BEGRÜNDET VON

arrt
H. ROSENBUSCH, 1851-1914
— († 1914)

BAND I. ERSTE HÄLFTE

UNTERSUCHUNGSMETHODEN

FÜNFTE, VÖLLIG UMGESTALTETE AUFLAGE

VON

W. A. W. 1914
DR. E. A. WÜLFING

GEH. HOFRAT, o. PROFESSOR DER MINERALOGIE UND
PETROGRAPHIE AN DER UNIVERSITÄT HEIDELBERG

2. LIEFERUNG

MIT TAFEL II UND III UND 349 TEXTFIGUREN

E. SCHWEIZERBART'SCHE VERLAGSBUCHHANDLUNG
(ERWIN NÄGELE) G. m. b. H. STUTTGART 1924

Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung, vorbehalten.
Copyright 1924 by E. Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung
(Erwin Nägele) G. m. b. H. Stuttgart.

Druck der Hoffmannschen Buchdruckerei Felix Kreis Stuttgart.

Mensalung
Hava
12-26-27
8405
2 nos.

Inhalt der zweiten Lieferung.

Vierte Abteilung.

Einiges aus der geometrischen Optik (Linsenoptik).

	Seite
84. Vorbemerkungen und allgemeine Literatur	258
85. Linsen und ihre Teile	254
86. Beleuchtungsverhältnisse bei Linsen	257
87. Einfache Brechungsvorgänge an dünnen Linsen	259
88. Die fundamentale Linsenformel	263
89. Brennweite dünner Linsen	267
90. Gesamtbrennweite von zwei dünnen Linsen	269
91. Dicke Linsen, Gaußsche Hauptebenen und Äquivalentbrennweite	271
92. Die Ermittlung der Brennweite und der Äquivalentbrennweite	281
93. Öffnung der Linsen, Lichtstärke und numerische Apertur	286
94. Abbildung durch weitgeöffnete Strahlenbüschel	287
a) Zentrale sphärische Aberration	289
b) Zonare sphärische Aberration (Sinusbedingung)	294
c) Astigmatismus	298
d) Krümmung der Bildebene	299
e) Verzeichnung des Bildes (Distortion oder Anorthoskopie)	299
95. Chromatische Abweichung	300

Fünfte Abteilung.

Die optischen Instrumente.

Erstes Kapitel.

Die Lupe und ihre Anwendung.

96. Strahlengang in der Lupe	305
97. Verschiedene Lupen	310

Zweites Kapitel.

Das Mikroskop und seine Anwendung.

Erster Abschnitt.

Das Mikroskop.

98. Historischer Rückblick auf die Entwicklung des Polarisationsmikroskops	318
99. Strahlengang im Mikroskop	322
100. Theorie der sekundären Abbildung	326
101. Objektive	339
102. Bestimmung der numerischen Apertur	351
103. Okulare	358
104. Beleuchtungsvorrichtungen	366

	Seite
105. Die ältesten Typen des Polarisationsmikroskops	381
106. Moderne Polarisationsmikroskope	386
107. Erhitzungsmikroskope	404
108. Einige mikroskopische Hilfsapparate	412
109. Herrichtung des Mikroskops zum Gebrauch	427
110. Bestimmung der Vergrößerung	434

Zweiter Abschnitt.

Messung von Längen, Flächen und Winkeln mit dem Mikroskop.

111. Messung von Längen	436
112. Messung von Flächeninhalten	442
113. Messung ebener Winkel	446
114. Messung räumlicher Winkel durch Raumkoordinaten	449
115. Messung räumlicher Winkel nach Bertrand	453
116. Messung räumlicher Winkel durch Reflexion	455
1. Schimmermessungen	455
2. Messungen mit Fedorowscher Autokollimation	456
3. Fernrohrmessungen bei geringer Vergrößerung	456
117. Drehapparate zur Orientierung von Kristallen und einkreisige Goniometer für Mikroskope	458
118. Zwei- und mehrkreisige Goniometer für Mikroskope	461

Dritter Abschnitt.

Bestimmung der Auslöschungsschiefe.

119. Literatur und Allgemeines	464
120. Herrichtung des Mikroskops zur Bestimmung der Auslöschungsschiefe	467
121. Einstellung auf Dunkelheit und auf Interferenzbild	474
122. Einstellung auf Farbe	476
123. Die Bravaisische und Soleilsche Doppelplatte, sowie ihre Abarten	478
124. Halbschattenvorrichtungen	481
125. Genauigkeit der stauroskopischen Methoden	485
126. Berechnung der Auslöschungsschiefe aus der Lage der optischen Achsen	487

Vierter Abschnitt.

Die Universalmethode von Fedorow.

127. Literatur	498
128. Die Theorie der Fedorowschen Methode	499
129. Das Fedorowsche Diagramm der Feldspatzwillinge	504
130. Das Fedorowsche Mikroskop	514
131. Herrichtung des Fedorowschen Mikroskops	521
132. Ausführung der Fedorowschen Methode	527—532

Die dritte (letzte) Lieferung ist im Druck.

Vierte Abteilung.

Einiges aus der geometrischen Optik (Linsenoptik).

84. Vorbemerkungen und allgemeine Literatur. In den Paragraphen 84—95 wird ein Überblick über jene Grundvorstellungen der Linsenoptik gegeben, die man zum Verständnis des Zustandekommens der Abbildung durch Lupe, Mikroskop, Achsenwinkelapparat und Goniometer öfters gebraucht. Es kann sich nicht um eine vollständige Darstellung auf dioptrischem Gebiet handeln, denn hierüber sind eine große Zahl anderer Lehr- und Handbücher erschienen. Aber gerade die optischen Verhältnisse der Polarisationsmikroskope und besonders der Konoskope haben viel seltener eine Bearbeitung erfahren, schon weil der Kreis der sich dafür Interessierenden doch viel kleiner ist. Hier also gilt wieder die Bemerkung auf der dritten Seite unserer Einleitung, wonach solche Gegenstände hier besonders eingehend behandelt werden müssen.

Von zusammenfassenden Darstellungen mögen besonders hervorgehoben werden:

Nägeli und Schwendener, Das Mikroskop, Theorie und Anwendung desselben. 2. Aufl. Leipzig 1877.

Ferraris G., Die Fundamenteigenschaften der dioptrischen Instrumente. Elementare Darstellung der Gaußschen Theorie und ihrer Anwendungen. Autorisierte deutsche Ausgabe. Übersetzt und mit einem Anhang versehen von F. Lippich. Leipzig 1879.

Dippel, L., Das Mikroskop und seine Anwendung. 2. Aufl. Braunschweig 1882.

Steinheil und Voit, Handbuch der angewandten Optik. Bd. 1. Voraussetzung für die Berechnung optischer Systeme und Anwendung auf einfache und achromatische Linsen. Leipzig 1891.

Heath, R. S., Lehrbuch der geometrischen Optik. Deutsche autorisierte und revidierte Ausgabe von R. Kantschak. Berlin 1894.

Zimmermann, A., Das Mikroskop. Ein Leitfaden der wissenschaftlichen Mikroskopie. Leipzig und Wien 1895.

Gleichen, A., Lehrbuch der geometrischen Optik. Leipzig und Berlin 1902.

Chwolson, O. D., Lehrbuch der Physik. Bd. 2. Lehre vom Schall (Akustik). Lehre von der strahlenden Energie. Braunschweig 1904.

Czapski, S., Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe. 2. Aufl. Unter Mitwirkung des Verfassers und mit Beiträgen von M. v. Rohr herausgegeben von O. Eppenstein. Leipzig 1904.

v. Rohr, M., Die Bilderzeugung in optischen Instrumenten vom Standpunkt der geometrischen Optik. Bearbeitet von den wissenschaftlichen Mitarbeitern an der optischen Werkstätte von Carl Zeiss: P. Culmann, S. Czapski, A. König, F. Löwe, M. v. Rohr, H. Siedentopf, E. Wandersleb. Herausgegeben von M. v. Rohr. Berlin 1904.

Winkelmann, A., Handbuch der Physik. 2. Aufl. Bd. 6. Leipzig 1906.

Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik und Meteorologie. 10. Aufl. Herausgegeben von L. Pfundler. II. Bd. 3. Buch. Die Lehre von der strahlenden Energie (Optik). Von O. Lummer. Erste und zweite Abteilung. Braunschweig 1907/1909.

Southall, James P. C., The Principles and Methods of Geometrical Optics. Especially as applied to the theory of optical instruments. New York 1910.

Gleichen, A., Die Theorie der modernen optischen Instrumente. Ein Hilfs- und Übungsbuch für Physiker und Konstrukteure optischer Werkstätten, sowie für Ingenieure im Dienste des Heeres und der Marine. Stuttgart 1911.

Wright, F. E., The methods of petrographic-microscopic research usw. Carnegie Inst. Washington. Publ. Nr. 158. 1911. S. 10—56.

Drude, P., Lehrbuch der Optik. 3. erweiterte Aufl. Herausgegeben von E. Gehrcke. Leipzig 1912.

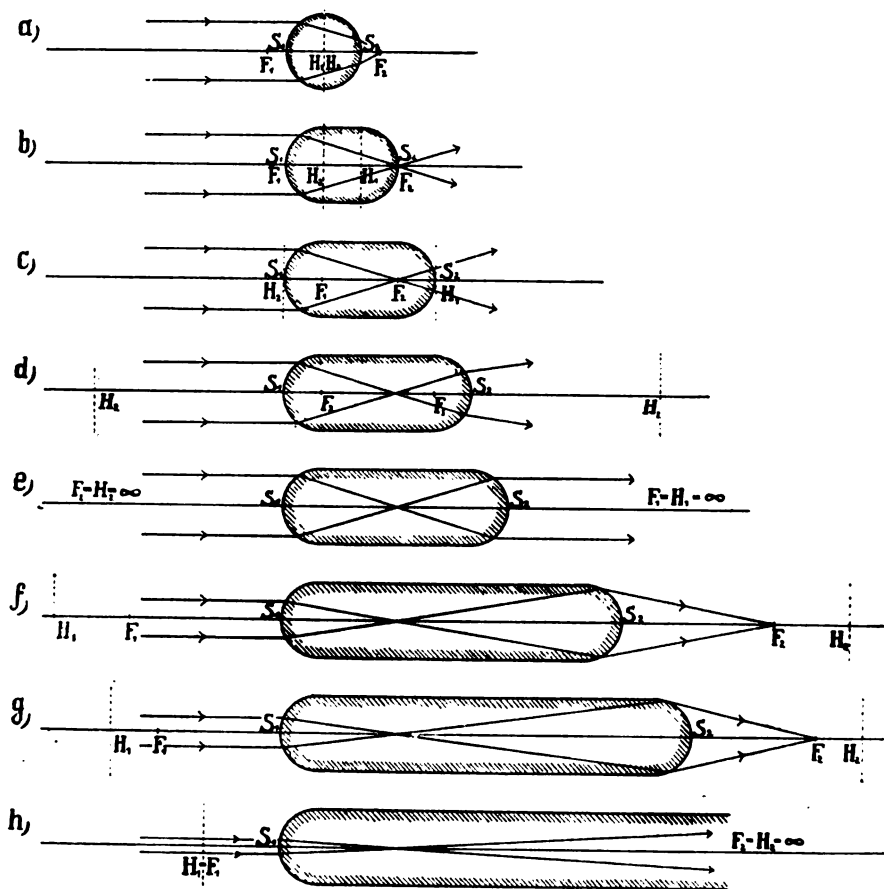
Handwörterbuch der Naturwissenschaften, insbesondere die Abschnitte von O. Lummer, Abbildungslehre in Bd. 1. S. 8—38; Lichtbrechung in Bd. 6. S. 244 bis 262; Linsensysteme in Bd. 6. S. 360—380.

Hinrichs, W., Einführung in die geometrische Optik. Sammlung Göschen Nr. 532. Berlin und Leipzig 1918.

Zu orientierenden Vorversuchen mit einfachen bikonvexen und bikonkaven Linsen eignet sich der sog. Probierringkasten, wie er von den Augenärzten gebraucht wird. Eine derartige Zusammenstellung von 20 Sammel- und 20 Zerstreungslinsen zwischen 0,5 und 20 Dioptrien kann von P. Dörfel, Berlin, Unter den Linden 44, bezogen werden.

85. Linsen und ihre Teile. Unter einer optischen Linse versteht man einen aus Glas, seltener aus Quarz oder Flußspat oder Steinsalz oder aus organischer Materie (Auge) bestehenden Körper, der in der Regel von sphärischen, zuweilen auch von etwas anders geformten Flächen begrenzt ist. Zylinderförmig gekrümmte Flächen findet man bei den Zylinderlinsen. Flächen, die in verschiedenen Querschnitten verschiedene Krümmung haben, zeigen die Brillengläser für astigmatische Augen. Man unterscheidet Sammel- und Zerstreungslinsen oder auch positive und negative Linsen. Die ersteren machen parallel auffallende Strahlen konvergent und vereinigen sie zu einem außerhalb auf der andern Seite der Linse liegenden Punkt, den man nach seiner Wirkung bei Anwendung von Sonnenlicht als einen Brennpunkt bezeichnet. Die letzteren machen parallel auffallende Strahlen divergent und lassen ihre punktförmige Vereinigung erst nach gehöriger Rückwärtsverlängerung auf derselben Seite der Linse, also auf der Seite des einfallenden Lichts zustande kommen. Die Sammellinsen sind, wenn man bei den üblichen Verhältnissen von Öffnung und Dicke bleibt, (Ausnahmen s. S. 256) in der Mitte dicker als am Rande; bei den Zerstreungslinsen ist es umgekehrt. Im einzelnen sind die in den Querschnittsfiguren 193 bis 198 angegebenen Bezeichnungen üblich. Die bikonvexen und bikonkaven Linsen können auch beiderseits verschiedene Krümmungen haben, wie dies in Fig. 199 für eine Bikonvexlinse der Fall ist. An einer solchen Linse unterscheidet man:

Ungewöhnliche Verhältnisse können bei sehr dicken Linsen mit Glas-
körpern von mehr oder weniger kugel- bis stabförmiger Gestalt eintreten.
Hier behalten die Linsen, die in der Mitte, also in der Stabachse dünner
als außen sind, immer ihre zerstreue Wirkung, während die andern
folgende Änderungen ihres Charakters mit der Dicke erfahren. Zur Ori-
entierung seien die Brenn- und Hauptpunkte einiger dieser Linsen von sym-
metrischem Bau ($r_1 = r_2$) und aus Glas von $n = 1,500$ nach den in den
Paragrafen 88 und 91 abgeleiteten Formeln berechnet.



Figg. 200 a bis 200 h.

$$F_1 S_1 = F_2 S_2 = \frac{6r^2 - 2rd}{6r - d}, \text{ nach Formel (29 a) S. 276;}$$

$$S_1 H_1 = S_2 H_2 = \frac{2rd}{6r - d}, \text{ nach Formel (25 a) S. 276;}$$

$$F_1 H_1 = F_2 H_2 = \frac{6r^2}{6r - d}, \text{ nach Formel (27 a) S. 276.}$$

Man findet für verschiedene Linsendicken folgende Abstände der Brenn- und Hauptpunkte:

d	$\begin{matrix} F_1, S_1 \\ \hline F_2, S_2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} S_1, H_1 \\ \hline S_2, H_2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} F_1, H_1 \\ \hline F_2, H_2 \end{matrix}$	Charakter	Figuren
2r	+ 1/2 r	+ r	+ 3/2 r	Sammellinse	siehe Fig. 200 a
3r	0	+ 2r	+ 2r	Zerstreuungslinse	" " 200 b
4r	- r	+ 4r	+ 3r	Zerstreuungslinse	" " 200 c
5r	- 4r	+ 10r	+ 6r	Zerstreuungslinse	" " 200 d
6r	∞	∞	∞	Teleskopische Linse	" " 200 e
9r	+ 4r	- 6r	- 2r	Sammellinse	" " 200 f
10,9r	+ 3 1/4 r	- 4 1/2 r	- 1 1/4 r	Sammellinse	" " 200 g
∞r	+ 2r	- 2r	0	Sammellinse	" " 200 h

Diese Kugel- und Stablinzen haben als Sammellinsen ihre Brennpunkte immer außerhalb, als Zerstreuungslinsen immer innerhalb des Glaskörpers.

86. Beleuchtungsverhältnisse bei Linsen. Die Wirkung der Linsen besteht in dem Zustandekommen von Bildern, entweder von leuchtenden oder von beleuchteten Gegenständen, oder von den Bildern jener Bilder. Man muß zwischen dem selbstleuchtenden Gegenstand einerseits und den

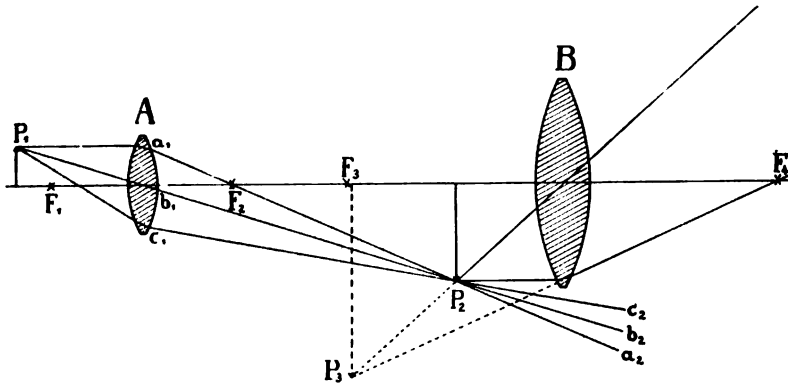


Fig. 201.

beleuchteten Gegenständen oder ihren Bildern andererseits unterscheiden. Ein leuchtender Gegenstand sendet Lichtstrahlen nach allen Richtungen des Raumes, sodaß das Auge von jedem Punkt des Gegenstandes eine Anzahl Strahlen empfängt. Die Größe eines solchen Strahlenbüschels wird durch den Abstand des Auges und den Durchmesser seiner Pupille bestimmt. Die Einzelstrahlen jedes Büschels schneiden sich in jenem Punkt P_1 des Gegenstandes, von dem sie ausgehen; eben deshalb sehen wir ja in P_1 etwas von dem Gegenstand. — Wenn nun durch irgend eine Spiegel- oder

Brechungsvorrichtung viele von dem Punkt P_1 in Fig. 201 ausgehende Strahlen so abgelenkt werden, daß sie nach dieser Ablenkung bei gehöriger Verlängerung wieder alle durch einen Punkt P_2 gehen, so können wir den Gegenstand P_1 auch im Punkt P_2 sehen, vorausgesetzt, daß wir unser Auge zunächst in den nötigen Abstand von P_2 bringen; wir sagen dann, daß P_2 ein Bild des Punktes P_1 sei. Da nun aber gewöhnlich diese gebrochenen Lichtstrahlen als Kegel von sehr geringer Öffnung auftreten, muß das Auge nicht nur in dem nötigen Abstand des Bildes, sondern auch in der Flucht der Lichtstrahlen liegen. Ist also A (Fig. 201) eine Vorrichtung (z. B. eine Linse), die mittelst der Strahlen $P_1 a_1$, $P_1 b_1$, $P_1 c_1$ vom Punkt P_1 ein Bild P_2 erzeugt, so können wir dieses Bild — falls wir es nicht auf einem Schirm auffangen — nur sehen, wenn wir das Auge in den Raum $a_2 P_2 c_2$ bringen. Und auch eine Lupe (B in Fig. 201) kann nur wirken, wenn sie von den in Betracht kommenden Strahlen wirklich getroffen wird, wenn diese Strahlen also nicht wie in Fig. 201 an der Lupe vorbeigehen. In einem solchen Fall hat eine Konstruktion des Pfeilbildes bis P_3 keinen praktischen Wert. Wir haben es in der abbildenden Optik fast immer mit diesen beschränkten Beleuchtungsverhältnissen zu tun und müssen die Folgen berücksichtigen. Auch bei der Projektion von Bildern mit dem Projektionsapparat spielen diese Verhältnisse eine große Rolle.

Die von einem Punkt aus auf eine sphärische Linse auffallenden Strahlen werden umso unvollkommener in einem Bildpunkt wieder vereinigt, je größer die Öffnung der Linse im Verhältnis zu ihrer Brennweite ist. Würde man aber die Strahlen auf eine Linse fallen lassen, die von einer in der analytischen Geometrie als *C a r t e s*isches Ovaloid bezeichneten Fläche begrenzt wäre, so fände eine vollkommene punktförmige Vereinigung statt. Ähnliche Verhältnisse treten bei den parabolischen Hohlspiegeln gegenüber den sphärischen Hohlspiegeln auf. Flächen, die einen Gegenstand genau Punkt für Punkt abbilden, wie das *C a r t e s*ische Ovaloid oder das Spiegelparaboloid, nannte man früher *a p l a n a t i s c h* oder „nicht abweichend“. Nachdem aber *E. A b b e* diesen Ausdruck bei Flächen gebraucht hat, die außer der punktweisen Abbildungsmöglichkeit noch die uns in Paragraph 94 beschäftigende Sinusbedingung erfüllen, hat *O. L u m m e r* vorgeschlagen, die *C a r t e s*ische Fläche als „aberrationsfrei“ zu bezeichnen¹⁾. Da nun die Herstellung solcher Flächen in der Technik mit Schwierigkeiten verbunden ist, und da selbst nach Überwindung dieser Schwierigkeiten die Probleme der Abbildungslehre noch nicht allseitig gelöst wären — denn aberrationsfreie Flächen geben streng genommen nur von kleinen Objekten gute Bilder und diese wieder nur in ganz bestimmten Abständen — so bedarf es umständlicher Verfahren, um auch mit Hilfe sphärischer Flächen dennoch gute Abbildung zu erhalten. Zunächst wollen wir aber die einfachen Linsengesetze ohne Berücksichtigung dieser Feinheiten und auch nur für einfarbiges Licht kennen lernen und zwar an Linsen, deren Dicke

¹⁾ Handwörterb. d. Naturw. 6. 1912. 256.

vernachlässigt werden kann. Diese Gesetze gelten also einstweilen nicht für Strahlen von größerer Apertur, sondern zunächst nur für solche, die unter kleinen Winkeln, d. h. unter wenigen Graden, gegen die Achse geneigt sind. Die Figuren in dem folgenden Paragraphen sind daher alle als bedeutend überhöht zu betrachten.

87. Einfache Brechungsvorgänge an dünnen Linsen. Die Wirkung einer optischen Linse besteht darin, daß alle Strahlen, die auf der einen Seite der Linse einfallen und durch einen Punkt (Objektpunkt) gehen, nach der Brechung durch die Linse wieder in einem Punkt (Bildpunkt) vereinigt werden. Dabei müssen aber nicht notwendig die von einer Seite einfallenden Strahlen ihren Schnittpunkt auch auf dieser gleichen Seite haben; die austretenden Strahlen können sich auch erst nach gehöriger Rückwärtsverlängerung in einem Punkt schneiden. Punkte und Strahlen, die durch die Brechung der Linse gesetzmäßig verbunden sind, nennt man konjugiert. Die Mannigfaltigkeit ihrer Lagen läßt sich auf folgende drei Sätze zurückführen, von denen der dritte Satz die Umkehrung des zweiten ist.

- I. Strahlen durch die Mitte der Linse werden nicht gebrochen.
- II. Strahlen parallel zur Achse gehen nach der durch die Linse erfolgten Brechung durch den Brennpunkt.
- III. Strahlen durch den Brennpunkt treten parallel aus (Umkehrung von II).

Zur Anwendung dieser Sätze werden folgende Ausführungen erwünscht sein:

- a) Strahlen durch die Mitte der Linsen, einerlei ob sie mit der Achse zusammenfallen oder schief einfallen, werden nicht gebrochen und bei Vernachlässigung der Linsendicke auch nicht parallel verschoben. Fig. 202—205.
- b) Achsenparallele Strahlen vereinigen sich im Brennpunkt.
 - a) Bei Sammellinsen ist der Brennpunkt reell (Fig. 206) und liegt auf der andern Seite der einfallenden Strahlen.
 - β) Bei Zerstreuungslinsen ist der Brennpunkt virtuell und liegt auf der gleichen Seite wie die einfallenden Strahlen. Danach findet man die austretenden Strahlen, wie dies Fig. 207 angibt.
- c) Strahlen durch den Brennpunkt treten achsenparallel aus (Umkehrung von b).
 - a) Bei Sammellinsen ist der Brennpunkt reell. Fig. 208.
 - β) Bei Zerstreuungslinsen ist der Brennpunkt virtuell. Fig. 209.
- d) Achsenschiefe Parallelstrahlen vereinigen sich in einem seitlichen Punkt der Brennebene, der durch den zentralen und daher ungebrochenen Parallelstrahl (s. Satz I) gefunden wird.
 - a) Bei Sammellinsen ist der Vereinigungspunkt reell. Fig. 210.
 - β) Bei Zerstreuungslinsen ist der Vereinigungspunkt virtuell. Fig. 211.

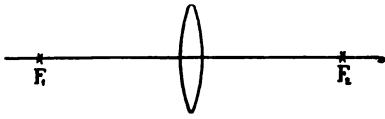


Fig.202.

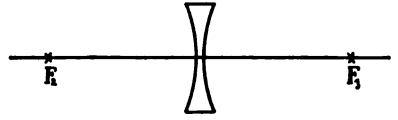


Fig.203.

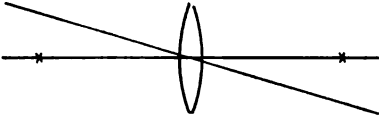


Fig.204.

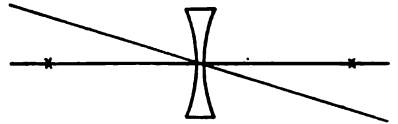


Fig.205.

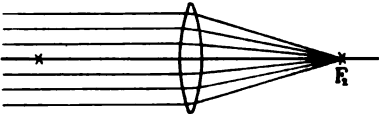


Fig.206.

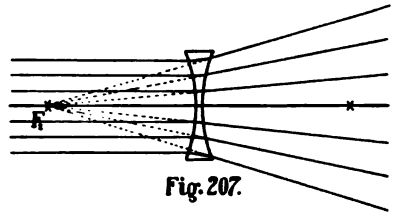


Fig.207.

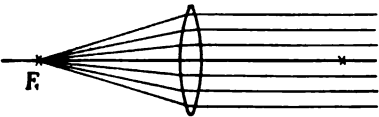


Fig.208.

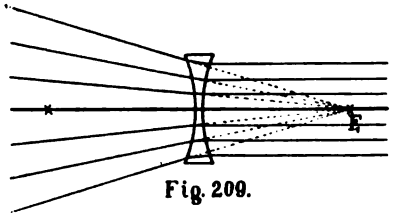


Fig.209.

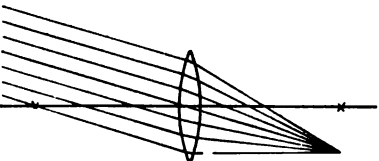


Fig.210.

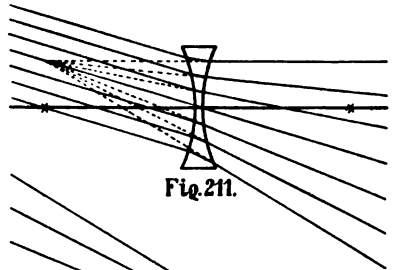


Fig.211.

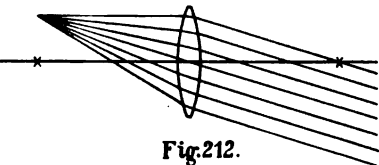


Fig.212.

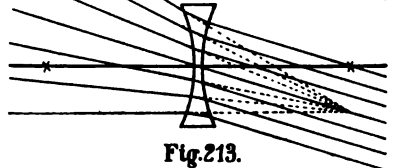


Fig.213.

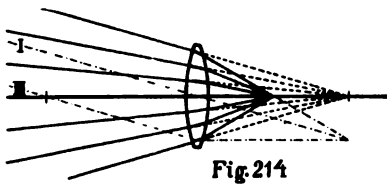


Fig. 214

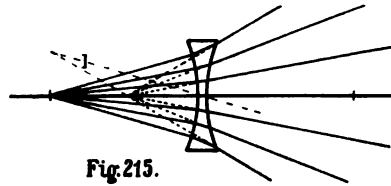


Fig. 215.

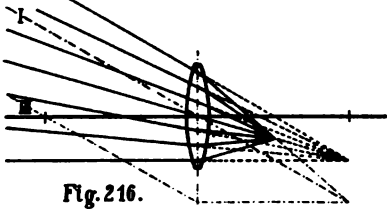


Fig. 216.

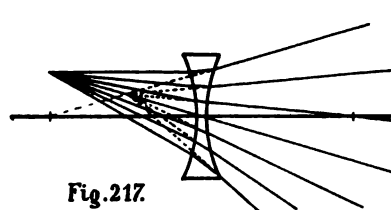


Fig. 217.

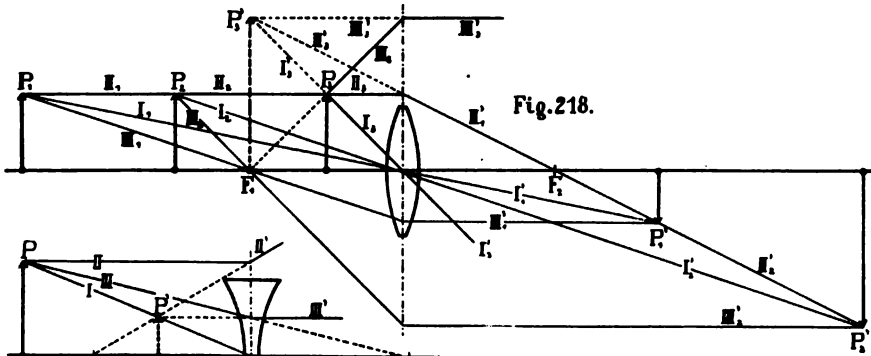


Fig. 218.

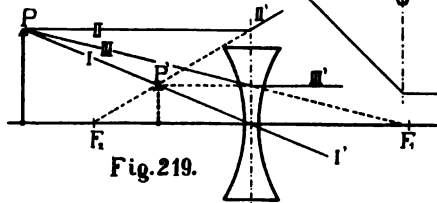


Fig. 219.

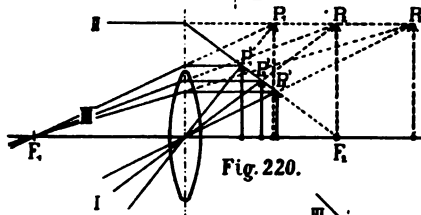


Fig. 220.

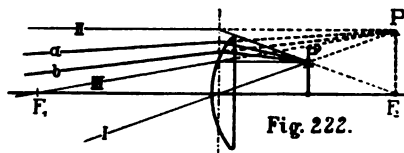


Fig. 222.

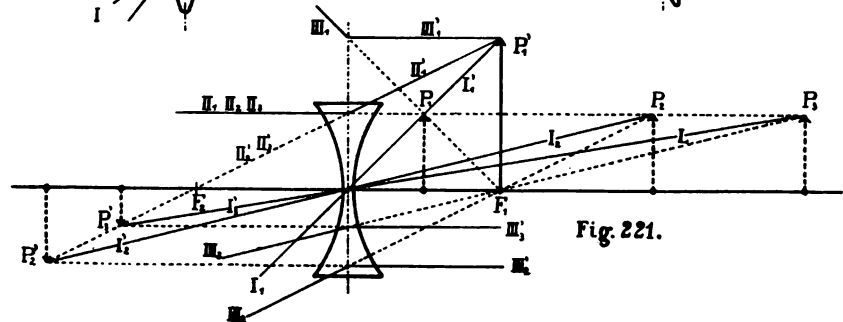


Fig. 221.

- e) Strahlen durch einen seitlich gelegenen Punkt der Brennebene treten untereinander parallel aus (Umkehrung von d).
 α) Bei Sammellinsen ist der Ausgangspunkt reell. Fig. 212.
 β) Bei Zerstreuungslinsen ist der Ausgangspunkt virtuell. Fig. 213.

Man kann anfangs noch Schwierigkeiten bei der Konstruktion folgender Strahlengänge begegnen, obgleich auch bei ihnen die Lösung immer auf die sinngemäße Anwendung der obigen drei Sätze (S. 259) hinausläuft. In den Figuren 214—222 sind diese Anwendungen durch I, II, III angedeutet, wobei zuweilen die Konstruktionen weit über die Linsenränder hinausgehen, was aber theoretisch zulässig ist, da ja nur die in den Sätzen enthaltenen Definitionen angewendet werden. In Wirklichkeit brauchen diese drei charakteristischen Strahlen gar nicht vorhanden zu sein, wie z. B. an dem in Fig. 222 berührten Fall des H u y g e n s s c h e n Okulars die vom Objektiv gelieferten Strahlen nur innerhalb eines kleinen Kegels aPb auftreten. Hat man aber einmal den Bildpunkt P' gefunden, so braucht man nur noch diesen Punkt mit jenen Punkten zu verbinden, in denen die tatsächlich vorhandenen Strahlen a und b die Linse treffen.

Läßt man Strahlen in der Weise auf eine Sammellinse fallen, wie sie in Fig. 209 und 213 bei einer Zerstreuungslinse angenommen wurden, so gelangt man nach der Brechung zu den Strahlengängen der Figuren 214 und 216. Läßt man andererseits Strahlen auf eine Zerstreuungslinse fallen, wie sie in Fig. 208 und 212 eine Sammellinse treffen, so ergeben sich nach der Brechung die Strahlengänge der Figuren 215 und 217. In den Fällen der Figuren 214 und 216 zielen die einfallenden Strahlen nach den Brennpunkten der Sammellinse auf der andern Seite, in den Fällen der Figuren 215 und 217 gehen sie bei der Zerstreuungslinse von jenem Brennpunkt aus, der auf der gleichen Seite wie das einfallende Licht liegt.

An Hand der bisherigen Aufgaben und unter Verwendung der drei charakteristischen Strahlengänge I, II, III kann man nun alle andern lösen. Einige Spezialaufgaben mögen noch zur weiteren Einführung in diese Materie dienen. In Fig. 218 ist eine Sammellinse mit den Brennpunkten F_1 und F_2 gezeichnet. Es sollen die Bilder dreier Objekte P_1 , P_2 , P_3 , von denen die ersten beiden außerhalb und das dritte innerhalb der Brennweite liegt, konstruiert werden. Die drei charakteristischen Strahlen sind auf der Objektseite mit I, II, III, und auf der Bildseite bzw. in ihrer Rückwärtsverlängerung mit I' , II' , III' bezeichnet. Man sieht, daß diese Strahlen bei den außerhalb der Brennweite liegenden Objekten P_1 und P_2 zu den reellen Bildern P_1' und P_2' führen, daß aber zu dem Objekt P_3 das virtuelle Bild P_3' gehört. (Im letzteren Fall haben wir Lupenwirkung.) Zur Konstruktion genügen schon je zwei charakteristische Strahlen, der dritte dient zur Kontrolle oder zur genaueren Zeichnung. Von dem entfernten Objekt P_1 entwirft die Linse ein verkleinertes Bild P_1' , von dem nahen Objekt P_2 ein vergrößertes Bild P_2' . Zwischen beiden findet sich eine Stelle, wo Objekt

und Bild gleiche Größe haben. Dieses Verhältnis tritt ein, wenn der Objekt-
abstand gleich der doppelten Brennweite ist, wenn also auch der Bild-
abstand diese Größe besitzt. Bei dem innerhalb der Brennweite liegenden
Objekt P_3 divergieren die rechts austretenden Strahlen I' , II' , III' und
kommen erst nach gehöriger Rückwärtsverlängerung zum Schnitt; hier also
liegt das Bild P_3' , das diesmal virtuell sein muß.

Fig. 219 zeigt die der vorigen analoge Konstruktion bei einer Zer-
streuungslinse und ist der Übersicht wegen nur für ein Objekt P und sein
Bild P' durchgeführt. Man muß bei dem charakteristischen Strahl III , dem
Strahl durch den Brennpunkt, beachten, daß er nach dem Brennpunkt auf
der andern Seite zielt (s. Fig. 209). Fig. 220 behandelt einen für drei
Objekte P_1 , P_2 , P_3 durchgeführten Fall, der in der Praxis an jedem Mikro-
skop vorkommt, wenn das vom Objektiv entworfene Bild, bevor es zustande
kommt, vom Kollektivglas des Huygensschen Okulars aufgefangen wird
(s. Fig. 222). Die von links her nach den Objektpunkten P_1 , P_2 , P_3 zielenden
charakteristischen Strahlen I , II , III werden von der Sammellinse vorher
aufgefangen und zu den Bildpunkten P_1' , P_2' , P_3' vereinigt. Das Draußen-
liegen des Strahls II außerhalb der Linse läßt die Konstruktion ungestört
durchführen. Ein „Objekt“ P_2 in der Brennebene erscheint als Bild P_2' in
halber Brennweitenentfernung und in halber Größe.

Scheinbar verwickelter, in Wirklichkeit aber auch wieder auf die drei
charakteristischen Strahlen zurückgehend, liegen die Verhältnisse, wenn
die der Fig. 220 auf eine Zerstreulinse übertragen werden, wie dies in
Fig. 221 geschehen ist. Hier sind die „Objekte“, auf denen sich die ein-
fallenden Strahlen ohne dazwischengetretene Linse versammeln würden,
die Pfeile P_1 , P_2 , P_3 und ihre Bilder die Pfeile P_1' , P_2' , P_3' . Unter den
zum „Objekt“ P_1 gehörenden, von links kommenden drei Strahlen I_1 , II_1 ,
 III_1 muß man beachten, daß der Brennpunktstrahl III_1 auf den Brennpunkt
 F_1 zu zielen hat und dann rechts nach III_1' parallel zur Achse verläuft,
und daß der Vorgang sich analog bei den „Objekten“ P_2 und P_3 abspielt.
Aus dem innerhalb der Brennweite gelegenen „Objekt“ P_1 , das nicht
zustande kommt, da es vorher von der Linse abgefangen wird, entsteht
das reelle und vergrößerte Bild P_1' diesmal doppelt so groß, da das „Objekt“
in der halben Brennweite liegt. Aus den andern „Objekten“ P_1 und P_2
entstehen die virtuellen Bilder P_2' und P_3' .

88. Die fundamentale Linsenformel. Die Darlegungen im vorigen
Paragraphen bilden die Grundlage für die Ermittlung des zu einem
bestimmten Objekt- x gehörenden Bildabstands x' und für die Kon-
struktion des zu einem bestimmten Objekt gehörenden Bildes. Man kann
diese Verhältnisse auch analytisch ausdrücken durch Formeln zwischen
den Brechungsindizes und den Krümmungsradien der Linsen einerseits und
den Objekt- und Bildweiten andererseits.

Der Gang der Strahlen möge zunächst bei der Brechung durch die
erste Kugelfläche verfolgt werden, unter der Annahme, daß sich der Glas-

körper der Linse von der linken Fläche beliebig weit nach rechts ausdehne. M_1 (Fig. 223) sei der Krümmungsmittelpunkt, r_1 der Radius der Krümmung, und n der Brechungsindex des Glases.

Ein Strahl TU werde nach dem Brechungsgesetz nach UC abgelenkt; dann folgt aus Dreieck TUM_1 und Dreieck UCM_1 :

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{a_1 + r_1}{TU}; \quad \frac{\sin \beta}{\sin \gamma} = \frac{b_1 - r_1}{UC}.$$

Beide Gleichungen durcheinander dividiert, ergeben:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{a_1 + r_1}{b_1 - r_1} \cdot \frac{UC}{TU} = n.$$

Macht man die beschränkende Annahme, daß die Winkel der Strahlen mit der Achse nur wenige Grad betragen, so können wir mit großer

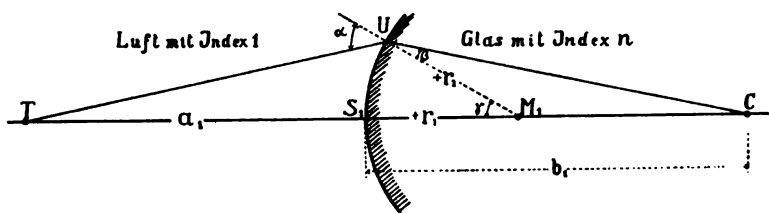


Fig. 223.

Annäherung $TU = TS_1 = a_1$, $UC = CS_1 = b_1$ setzen und der Formel folgende Gestalt geben:

$$n = \frac{a_1 + r_1}{b_1 - r_1} \cdot \frac{b_1}{a_1};$$

$$\text{oder } a_1 = \frac{b_1 r_1}{b_1(n-1) - nr_1}; \quad b_1 = \frac{a_1 r_1 n}{a_1(n-1) - r_1}. \quad (1), (2)$$

Läßt man in Formel (1) den Wert b_1 unendlich groß werden, so bedeutet dies physikalisch, daß die im Glas verlaufenden Strahlen zur Achse parallel gehen, und daß nach der Definition II in Paragraph 87 die Objektweite a_1 zur Brennweite f_1 in Luft wird (Fig. 224). Läßt man in Formel (2) den Wert a_1 unendlich groß werden, so geht der Wert für b_1 in die Brennweite f_1' in Glas über (Fig. 225).

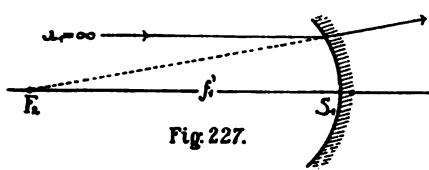
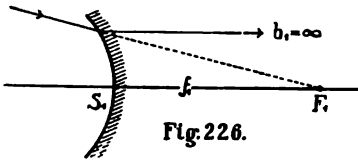
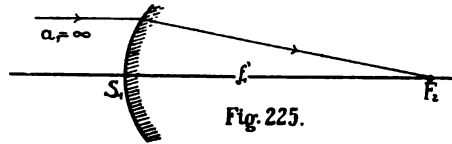
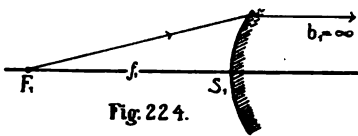
Diese Verhältnisse übertragen sich sinngemäß auf die Brechung an einer dem Lichteinfall gegenüber konkav gekrümmten Fläche (Fig. 226 und 227). Die Formeln

$$f_1 = \frac{r}{n-1} \quad \text{und} \quad f_1' = \frac{r_1 n}{n-1} \quad (3), (4)$$

genügen je in beiden Fällen für konvexe und konkave Krümmungen, wenn man den Radien die Vorzeichen gibt, die auf S. 267 angegeben sind. Man

erhält dann für die Fälle der Figuren 224 und 225 positive und für die Fälle der Figuren 226 und 227 negative Brennweiten.

Verfolgt man nun ebenso einen Strahlenverlauf an der zweiten Fläche der Linse, wie er in Fig. 228 angegeben ist, so übernimmt a_2 die Rolle von b_1 und b_2 die Rolle von a_1 in den Formeln (1) und (2).



Es wird also:

$$a_2 = \frac{b_2 r_2 n}{b_2 (n-1) - r_2}; \quad b_2 = \frac{a_2 r_2}{a_2 (n-1) - n r_2}.$$

Vereinigt man alsdann die beiden in Fig. 223 und 228 gezeichneten Strahlengänge auf eine Glasmasse (Fig. 229), so ist zur Objektweite a_1 , die nunmehr mit A bezeichnet werden möge, die Bildweite b_2 , die wir hin-

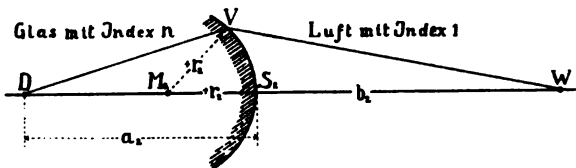


Fig. 228.

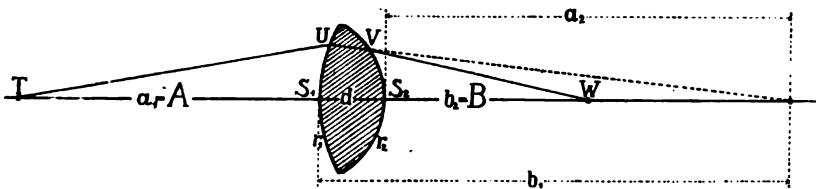


Fig. 229.

fort B nennen wollen, auszudrücken. Die erste Fläche mit dem Radius r_1 lenkt die Strahlen in der Weise ab, daß sie in der Entfernung

$$b_1 = \frac{A r_1 n}{A (n-1) - r_1}$$

hinter S_1 zum Schnitt kommen würden. Diese Bildweite ist nach Verminderung um d als Objektweite a_2 für die zweite Oberfläche r_2 anzusehen. Sie liegt diesmal rechts vom Scheitel S_2 im Gegensatz zu den Verhältnissen in Fig. 228 und muß daher mit umgekehrtem Vorzeichen in die Formeln eingesetzt werden. Man erhält dann:

$$b_2 = \frac{-(b_1 - d) r_2}{-(b_1 - d)(n - 1) - n r_2} \quad \text{oder}$$

$$B = \frac{\left(\frac{A r_1 n}{A(n-1) - r_1} - d \right) \cdot r_2}{\left(\frac{A r_1 n}{A(n-1) - r_1} - d \right) (n-1) + n r_2}$$

$$\text{oder } B = \frac{[A r_1 n - A d(n-1) + r_1 d] r_2}{[A r_1 n - A d(n-1) + r_1 d] (n-1) + [A(n-1) - r_1] n r_2}. \quad (5)$$

Wird B unendlich groß, so muß A gleich der vom Scheitel S_1 aus gemessenen Brennweite $F_1 S_1$ (Fig. 199) werden. Bezeichnet man diese Strecke mit F_a und setzt in der letzten Formel $B = \infty$, so muß auch der Bruch unendlich groß oder der Nenner gleich Null werden. Es ist also:

$$F_a r_1 n(n-1) - F_a d(n-1)(n-1) + r_1 d(n-1) + F_a n r_2(n-1) - n r_1 r_2 = 0$$

$$\text{oder } F_1 S_1 = F_a = \frac{n r_1 r_2 - (n-1) r_1 d}{(n-1)[n(r_1 + r_2) - d(n-1)]}. \quad (6)$$

Für die Brennweite rechts vom Scheitel S_2 erhält man eine analoge Formel, in der nur r_2 gegen r_1 ausgetauscht ist:

$$F_2 S_2 = F_b = \frac{n r_1 r_2 - (n-1) r_2 d}{(n-1)[n(r_1 + r_2) - d(n-1)]}. \quad (7)$$

Diese Formeln (6) und (7) lassen die Brennweite jeder Linse berechnen, wenn Brechungsindex, Linsendicke und Krümmungsradien bekannt sind.

Man muß nun noch bei den verschiedenen Lagen von Objekt und Bild, die ja nicht immer auf verschiedenen Seiten der Linse liegen und die sich auch bei Sammel- und Zerstreuungslinsen verschieden verhalten, eine Vereinbarung über den Richtungssinn treffen. Diese Entfernungen sollen immer auf die Scheitel S_1 und S_2 bezogen werden, und ferner soll für die in den Formeln (1) bis (5) zum Ausdruck gekommenen Fälle eine Gegenstandsweite auf der Seite des einfallenden Lichts positiv und eine Bildweite auf der andern Seite ebenfalls positiv angenommen werden. Nach dieser Vorschrift ist schon bei Ableitung der Formel (5) die „Gegenstandsweite“ für die zweite Fläche der Linse mit negativem Zeichen eingesetzt worden. Die Radien sollen folgende Vorzeichen erhalten:

Bei einer Linse wie Fig. 193 (bikonvex)	+ und +,
" " " " " 194 (plankonvex)	∞ und +,
" " " " " 195 (konkavkonvex)	— und +,
" " " " " 196 (bikonkav)	— und —,
" " " " " 197 (plankonkav)	∞ und —,
" " " " " 198 (konvexkonkav)	+ und —.

Wenn nach Formel (1) $a_1 < \frac{r}{n-1}$ ist und also innerhalb der Brennweite

[s. Formel (3)] angenommen wird, so erhält b_1 einen negativen Wert und liegt daher links von S_1 ¹⁾. Analoge Verhältnisse ergeben sich bei Formel (2). Liegt der Gegenstand rechts vom Scheitel S_1 in Fig. 223, also innerhalb des Glases (reell oder virtuell), so wendet man die Formel (2) an und faßt hier b_1 als Gegenstandsweite auf. Errechnet sich dann a_1 als negative Größe, so liegt das Bild ebenfalls rechts vom Scheitel. Bei der Formel (5) sollen die Verhältnisse ganz ähnlich aufgefaßt werden. Eine Gegenstandsweite links von der Linse, also auf der Seite des einfallenden Lichtes, sei immer positiv, und die Bildweite rechts von der Linse ebenfalls positiv. Wenn also hier aus einer sehr geringen Gegenstandsweite ($A < F_d$) eine Bildweite B mit negativem Wert errechnet wird, so entspricht dies einer Bildlage links von der Linse, etwa wie bei einer Lupe.

Die beiden Brennweiten einer Sammellinse, also die Abstände der beiden Brennpunkte links und rechts von ihren nächsten Scheiteln, sollen positiv, die einer Zerstreuungslinse immer negativ sein, wie dies auch aus den Formeln (6) und (7) hervorgeht.

89. Brennweiten dünner Linsen. Vernachlässigt man die Dicke der Linse und setzt also in Gleichung (5) $d = 0$, so folgt:

$$B = \frac{A r_1 r_2 n}{A r_1 n(n-1) + A r_2 n(n-1) - n r_1 r_2} = \frac{A r_1 r_2}{A(n-1)(r_1 + r_2) - r_1 r_2},$$

woraus sich durch Umformung ergibt:

$$\frac{1}{A} + \frac{1}{B} = \frac{(n-1)(r_1 + r_2)}{r_1 r_2}. \quad (8)$$

Setzt man in den Gleichungen (6) und (7) $d = 0$, so werden die Brennweiten $F_1 S_1$ und $F_2 S_2$ gleich groß. Bezeichnet man sie dann mit F , so ist:

$$F = F_1 S_1 = F_2 S_2 = \frac{r_1 r_2}{(n-1)(r_1 + r_2)}. \quad (9)$$

Diese Gleichung (9) läßt die Brennweite einer Linse aus den Krümmungsradien und dem Brechungsindex berechnen, unter den beiden Einschränkungen, daß man die Dicke der Linse gering annimmt und daß

¹⁾ Über die Behandlung dieses bei der Lupe vorkommenden Falles s. § 96.

man nur sog. Nullstrahlen, also solche Strahlen gelten läßt, die unter kleinen Winkeln gegen die Achse geneigt sind. Aus (8) und (9) entsteht schließlich die Formel

$$\frac{1}{A} + \frac{1}{B} = \frac{1}{F}, \quad (10)$$

die man als fundamentale und zuweilen auch als klassische Linsenformel bezeichnet, da sie für jede Linse von bekannter Brennweite die zu einer gegebenen Objektweite gehörende Bildweite finden läßt. Sie leistet also analytisch dasselbe, was in den Figuren 206—222 graphisch erreicht wird. Man kann sich zur Berechnung der Objektweite oder der Bildweite oder der Brennweite aus je den beiden andern Größen noch folgender Umformungen bedienen:

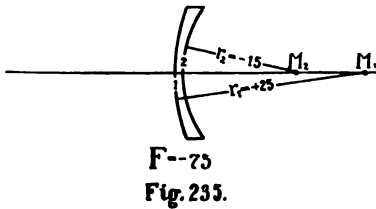
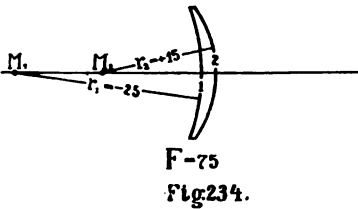
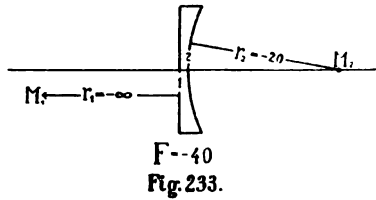
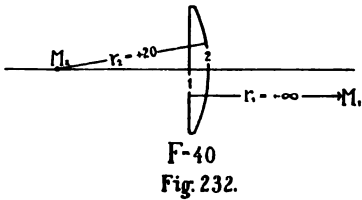
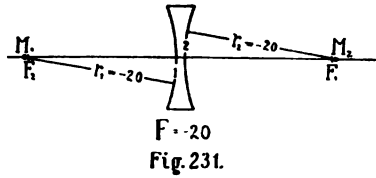
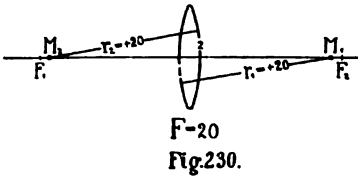
$$A = \frac{B \cdot F}{B - F}; \quad B = \frac{A \cdot F}{A - F}; \quad F = \frac{A \cdot B}{A + B}. \quad (11), (12), (13)$$

Die Längen A , B und F werden auf der Linsenachse gemessen. Will man zu einem außerhalb der Achse liegenden Objektpunkt den zugehörigen Bildpunkt finden, so sucht man zuerst den senkrecht darüber oder darunter liegenden Achsenpunkt. In den Loten dieser Achsenpunkte liegen dann Objekt- und Bildpunkt auf der durch die Mitte der Linse gehenden Geraden. Die Vorzeichen der Werte von Gegenstandsweite A und Bildweite B berechnen sich nach den Formeln (8), (9) und (10) in demselben Sinne, wie dies im vorigen Paragraphen bei den andern Formeln erörtert wurde, nur muß man den Radien die Vorzeichen wie S. 267 beilegen und auch die Brennweiten der Sammellinsen wieder positiv, die der Zerstreuungslinsen wieder negativ bezeichnen. Zur Verdeutlichung können die Figuren 230 bis 235 dienen. Eine dünne symmetrische Bikonvexlinse ($r_1 = r_2$) von gewöhnlichem Glas ($n = 1,500$) hat eine Brennweite gleich dem Radius. eine dünne Plankonvexlinse ($r_1 = \infty$) hat eine Brennweite doppelt so groß wie der Radius r_2 . — Für den Fall der Zerstreuungslinse findet man nach Formel (10) aus den gegebenen Werten A_1 und F den gesuchten Wert B_1 folgendermaßen:

Berechnung der Bildweite B aus Objektweite A und Brennweite F nach Formel (10) $\frac{1}{A} + \frac{1}{B} = \frac{1}{F}$ für die in Fig. 221 S. 261 gezeichneten drei Fälle.

	für P_1 und P_1'	für P_2 und P_2'	für P_3 und P_3'
gegeben	$A_1 = -10$ mm	$A_2 = -40$ mm	$A_3 = -60$ mm
gegeben	$F = -20$ mm	$F = -20$ mm	$F = -20$ mm
gesucht	$B_1 = +20$ mm	$B_2 = -40$ mm	$B_3 = -30$ mm

Hiernach müssen P_1 und P_1' , da ihre Linsenabstände verschiedene Vorzeichen haben, auf denselben Seiten, P_2 und P_2' sowie P_3 und P_3' auf verschiedenen Seiten der Linse liegen (eine andere Behandlung s. bei Lupe S. 96).



Brennweiten von dünnen Linsen aus gewöhnlichem Glas ($n = 1.500$);

$$F = \frac{r_1 r_2}{(n - 1) \cdot (r_1 + r_2)} .$$

Die Brennweiten sind hier bei dünnen Sammellinsen immer positiv (s. dagegen Figg. 200 a—h) und bei Zerstreungslinsen immer negativ.

Die Brennpunkte F_1 und F_2 sind nur bei den Figuren 230 u. 231 eingezeichnet, bei den übrigen fehlt dazu der Raum. Der Sinn der Lage entspricht aber den obersten Figuren; es liegt also F_1 auch in den Figuren 232 u. 234 links, und in den Figuren 233 u. 235 rechts von der Linse.

90. Gesamtbrennweite von zwei dünnen Linsen. Mittels der Fundamentalformel (10) kann man die Gesamtbrennweite zweier (und beliebig vieler) Linsen aus ihren Einzelbrennweiten und ihrem Abstand berechnen.

Es sei:

f_1 die Brennweite der ersten Linse,

f_2 „ „ „ zweiten Linse,

F „ „ „ vereinigten Linsen,

D der Abstand der beiden Linsen,

A_1 der Objektastand von der ersten Linse,

B_1 der Bildastand nach der Brechung durch die erste Linse allein,

B_2 der Bildastand nach der Brechung auch durch die zweite Linse,

φ der Abstand des gemeinsamen Brennpunktes hinter der zweiten Linse.

Bringt man zwei dünne Linsen zur Berührung ($D = 0$), so erhält man für ihre gemeinsame Brennweite

$$F = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2} \quad \text{oder} \quad \frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}. \quad (17), (18)$$

Hiernach wirken zwei aneinander gelegte Linsen von gleicher Brennweite ($f_1 = f_2$) wie eine Linse von halber Brennweite; es ist also dann $F = \frac{1}{2} f_1 = \frac{1}{2} f_2$.

Die Formel (18) erlaubt eine bequeme Ausrechnung, wenn man nicht die Brennweiten, sondern ihre reziproken Werte angibt; so erklärt sich wohl die Einführung des Begriffs der Dioptrie. Als Einheit der Dioptrieen gilt eine Linse von 1 m Brennweite. Eine Linse von 2 m Brennweite hat die Dioptrie $\frac{1}{2}$, eine solche von 50 cm Brennweite die Dioptrie 2; beide Linsen aufeinandergelegt haben vereint die Dioptrie $2\frac{1}{2}$.

91. Dicke Linsen, Gaußsche Hauptebenen und Äquivalentbrennweite.

Die Konstruktionen und Berechnungen in den Paragraphen 87—90 gelten streng nur unter gewissen Einschränkungen, wenn nämlich, wie mehrmals betont, die Linsendicke gering ist und die Strahlen gegen die Linsenachse wenig geneigt sind. Wir wollen nun hier einen Schritt weitergehen und ein Verfahren kennen lernen, wonach man auch bei dicken Linsen, aber vorläufig noch bei kleinen Aperturen der Strahlen, zu genauen Abbildungen gelangt. Die dahin zielende grundlegende Untersuchung hat C. F. Gauß im Jahr 1840 veröffentlicht¹⁾ und darin gezeigt, daß jeder Linse eigentümliche Ebenen zukommen, die man seitdem als Gaußsche Hauptebenen, und ihre Schnittpunkte mit der Linsenachse als Hauptpunkte bezeichnet.

Gauß verfolgt einen Lichtstrahl durch viele brechende Medien nach den Methoden der analytischen Geometrie. Um seinen Gedankengang kennen zu lernen und nicht zu breit zu werden, kann man sich auf die Brechung an einer einzigen Linse, die beiderseits von Luft umgeben ist, beschränken. Die auch dann noch recht langwierige und für Nichtmathematiker schwer zu verfolgende Ableitung hat E. A. Wülffing kürzlich weiteren Kreisen verständlich zu machen versucht in dem Aufsatz „Über die Gaußschen Hauptebenen“²⁾, aus dem hier ein Auszug gegeben werden möge.

Eine Linse mit dem Brechungsindex n ist in Fig. 237 im Querschnitt gezeichnet.

Die Linsenachse sei TW .

Die Scheitel seien S_1 und S_2 .

Die Dicke sei $S_1S_2 = d$.

¹⁾ Dioptrische Untersuchungen. Abh. K. Ges. Wiss. Göttingen vom 10. Dez. 1840. 1. 1838/34; auch in C. F. Gauß, Werke, Bd. 5. (Zweiter Abdruck 1877). 243—276.

²⁾ N. J. B. B. 48. 1923. S. 310—327.

Die Krümmungsmittelpunkte seien M_1 und M_2 .

Die Krümmungsradien seien $S_1 M_1$ und $S_2 M_2$, und zwar mögen bei dieser analytischen Ableitung ihre Dimensionen im Sinne der Lichtbewegung als positiv ($S_1 M_1 = r_1$), im entgegengesetzten Sinne als negativ ($S_2 M_2 = -r_2$) aufgefaßt werden im Gegensatz zu S. 267 und 276.

Die Brennpunkte seien F_1 und F_2 .

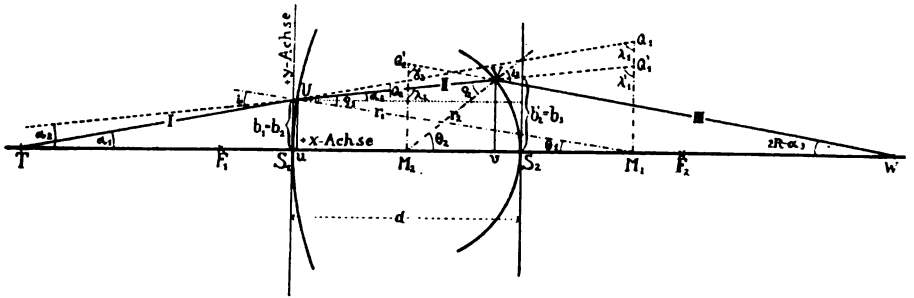


Fig. 237.

Ein Lichtstrahl durchsetze die Linse auf der Bahn $TUVW$. Das Stück I oder TU liege vor der Linse und sei unter dem (kleinen) Winkel α_1 gegen die Achse geneigt, das Stück II liege innerhalb der Linse und habe die (kleine) Neigung α_2 , das Stück III befinde sich jenseits der Linse und habe die (kleine) Neigung $(2R - \alpha_3)$ gegen die Achse. Die x -Achse des Koordinatensystems falle immer mit der Linsenachse zusammen, die y -Achse gehe aber bei dieser Entwicklung vorerst teils durch den Scheitel S_1 , teils durch den Scheitel S_2 .

Die Gleichungen der Strahlen I, II und III mögen lauten:

$$y = \mu_1 x + b_1, \tag{1}$$

$$y = \frac{\mu_2}{n} x + b_2, \tag{2}$$

$$y = \mu_3 x + b_3, \tag{3}$$

wo üblicherweise μ_1, μ_2, μ_3 die Richtungskoeffizienten und b_1, b_2, b_3 die Abschnitte auf der y -Achse bedeuten.

In diesen drei Gleichungen werden nun die zwei Bestimmungsstücke b_3 und μ_3 auf dem Wege über b_2 und μ_2 durch b_1 und μ_1 ausgedrückt. Man findet so, um hier nur das Ergebnis dieser ersten längeren Ableitung mitzuteilen,

$$b_3 = \mu_1 \frac{d}{n} + b_1 \left(1 - \frac{d}{n} \cdot \frac{n-1}{r_1} \right), \tag{4}$$

$$\mu_3 = \mu_1 \left(1 + \frac{d}{n} \cdot \frac{n-1}{r_2} \right) + b_1 \left(-\frac{d}{n} \cdot \frac{n-1}{r_1} \cdot \frac{n-1}{r_2} + \frac{n-1}{r_2} - \frac{n-1}{r_1} \right). \tag{5}$$

Setzt man zur Abkürzung:

$$\frac{n-1}{r_1} = \alpha_1, \quad \frac{n-1}{r_2} = \alpha_2, \quad \frac{d}{n} = \alpha_3. \tag{6}$$

und ferner

$$\left. \begin{aligned} x_3 &= g, \\ 1 - x_1 x_3 &= h, \\ 1 + x_2 x_3 &= k, \\ -x_1 x_2 x_3 + x_2 - x_1 &= l, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

so lauten die Gleichungen (4) und (5)

$$b_3 = \mu_1 g + b_1 h, \quad (8)$$

$$\mu_3 = \mu_1 k + b_1 l. \quad (9)$$

Die Koeffizienten g, h, k, l dieser Gleichungen stehen in einer eigentümlichen Beziehung zueinander, die auch die Eulersche Bedingung genannt wird und durch

$$h k - g l = 1 \quad (10)$$

ausgedrückt werden kann. Ihre Richtigkeit ergibt sich durch Einsetzung der Werte aus den Gleichungen (6) und (7).

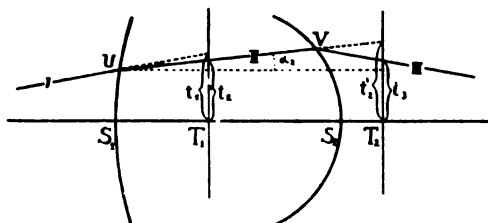


Fig. 238.

Im weiteren Verlauf seiner Überlegungen handelt es sich bei Gauß um eine Koordinatentransformation auf der x -Achse in zwei beliebige Punkte T_1 und T_2 (Fig. 238) mit den Abszissen s_1 und s_2 , die bei dieser analytischen Ableitung, im Gegensatz zu der sonstigen Bezeichnungsweise in diesem Buch, rechts von S_1 positiv, links von S_1 negativ gerechnet werden (s. a. S. 266). Man gelangt so zu den Gleichungen

$$y = \mu_1 (x - s_1) + t_1, \quad (11)$$

$$y = \frac{\mu_2}{n} (x - s_1) + t_2, \quad (12)$$

$$y = \mu_3 (x - s_2) + t_3. \quad (13)$$

So kann man die drei neuen Gleichungen der Strahlen I, II und III aufstellen und aus ihnen t_3 und μ_3 analog dem Fall in den Gleichungen (1) bis (10) durch t_1 und μ_1 ausdrücken, was zu den folgenden Gleichungen führt:

$$t_3 = \mu_1 [g - s_1 h + s_1 (d - s_2) l - (d - s_2) k] + t_1 [h - (d - s_2) l], \quad (14)$$

$$\mu_3 = \mu_1 [k - s_1 l] + t_1 l. \quad (15)$$

Bedient man sich hier nun aufs neue folgender Abkürzungen

$$\left. \begin{aligned} g - s_1 h + s_1 (d - s_2) l - (d - s_2) k &= G, \\ h - (d - s_2) l &= H, \\ k - s_1 l &= K, \\ l &= L, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

so gelangt man zu den Gleichungen

$$t_3 = \mu_1 G + t_1 H, \quad (17)$$

$$\mu_3 = \mu_1 K + t_1 L, \quad (18)$$

deren Koeffizienten G, H, K, L wiederum der Eulerschen Bedingung unterworfen sind.

$$HK - GL = 1 \quad (19)$$

Betrachtet man alsdann die vier Gleichungen

$$b_3 = \mu_1 g + b_1 h, \quad (8) \qquad t_3 = \mu_1 G + t_1 H, \quad (17)$$

$$\mu_3 = \mu_1 k + b_1 l, \quad (9) \qquad \mu_3 = \mu_1 K + t_1 L, \quad (18)$$

so sieht man, daß die Ordinaten b_1 und b_3 im ersten Fall, sowie t_1 und t_3 im zweiten Fall im allgemeinen verschiedene Größe haben müssen, daß

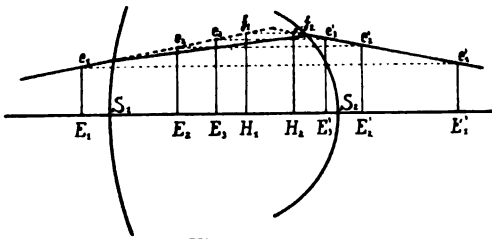


Fig. 239.

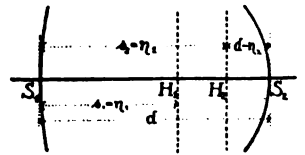


Fig. 240.

also die ein- und austretenden Strahlen I und III die Ordinatenachsen, die vor der Transformation durch S_1 und S_2 (Fig. 237), nach der Transformation durch T_1 und T_2 gehen (Fig. 238), in verschiedenen Höhen treffen. Man kann nun aber die Bestimmung des gebrochenen Strahles III aus dem einfallenden Strahl I wesentlich vereinfachen, wenn man die Ordinatenachsen so legt oder die Punkte T_1 und T_2 so wählt, daß auf diesen neuen y -Achsen die Strahlen I und III gleiche Stücke abschneiden, daß also:

$$t_3 = t_1 \quad (20)$$

wird, weil man dann für den gebrochenen Strahl nur noch μ_3 zu bestimmen hat.

Unzweifelhaft gibt es rein geometrisch sehr viele Paare von Punkten auf der x -Achse, in denen man y -Achsen errichten könnte, sodaß diese von den Strahlen I und III in gleichen Ordinatenhöhen getroffen werden, wie dies in Fig. 239 durch die gleich hoch über den Abszissenachsen liegenden

Punkte e_1 und e_1' , e_2 und e_2' , e_3 und e_3' h_1 und h_2 der Fall ist. Es ist aber hierbei wohl zu bedenken, daß nur solche Punktepaare e_1 und e_2' usw. in Frage kommen, die den Gleichungen (17), (18) und (19) gehorchen. Damit nun die Gleichung (17) die Bedingung (20) erfüllt, muß sein

$$\text{oder nach (16)} \quad G = 0, \quad H = 1,$$

$$g - s_1 h + s_1 (d - s_2) l - (d - s_2) k = 0, \quad h - (d - s_2) l = 1. \quad (21), (22)$$

Bezeichnet man diese besonderen Punkte T_1 und T_2 mit H_1 und H_2 wie in Fig. 239 und 240 und führt ferner für ihre Abstände von dem Scheitel S_1 an Stelle von s_1 und s_2 die Buchstaben η_1 und η_2 ein, so ist

$$s_1 = S_1 H_1 = \eta_1, \\ s_2 = S_1 H_2 = \eta_2, \quad H_2 S_2 = d - \eta_2, \quad S_2 H_2 = \eta_2 - d,$$

und es gehen die Gleichungen (21) und (22) über in

$$g - \eta_1 h + \eta_1 (d - \eta_2) l - (d - \eta_2) k = 0, \quad h - (d - \eta_2) l = 1,$$

woraus man endlich mit Hilfe von (7) erhält

$$S_1 H_1 = \eta_1 = \frac{k-1}{l}, \quad (23)$$

$$S_1 H_2 = \eta_2 = d - \frac{h-1}{l}, \quad S_2 H_2 = -\frac{h-1}{l}. \quad (24)$$

Es gibt danach in der Tat bei einer Linse zwei **eindeutig** bestimmte Punkte H_1 und H_2 auf der Achse, durch die man Senkrechte oder im Raum Ebenen senkrecht zur Achse (Hauptebenen) legen kann, die von den gehörig verlängerten ein- und austretenden Strahlen I und III in gleicher Höhe getroffen werden.

Ersetzt man noch in den Gleichungen (23) und (24) die Werte h, k, l durch die Konstanten r_1, r_2, d, n , unter Vermittlung der Gleichungen (6) und (7) so erhält man

$$S_1 H_1 = \frac{k-1}{l} = \frac{d r_1}{n(r_1 - r_2) - d(n-1)}, \quad (25)$$

$$S_2 H_2 = \frac{1-h}{l} = \frac{d r_2}{n(r_1 - r_2) - d(n-1)}. \quad (26)$$

Hier ist r_1 positiv, r_2 negativ, und die Strecke $S_2 H_2$ ($= -H_2 S_2$) bei positivem Wert rechts von S_2 , sonst links von S_2 angenommen.

Wie man mit Hilfe der Gleichungen (17) zu der Lage der Hauptebenen gelangte, so führt die Gleichung (18) zu den Lagen der Brennpunkte F_1' und F_2' .

Nach Paragraph 87 werden in einem Brennpunkt alle jene Strahlen vereinigt, die parallel zur Achse einfallen. Es ist dementsprechend in Gleichung (18) (s. a. Fig. 241) zu setzen

$$\mu_1 = 0, \quad t_1 = h_1 = h_2, \\ -\mu_3 = -\operatorname{tg} \alpha_3 = \operatorname{tg} (180^\circ - \alpha_3) = \frac{h_2}{H_2 F_2'}$$

wodurch Gleichung (16) sich umwandelt in

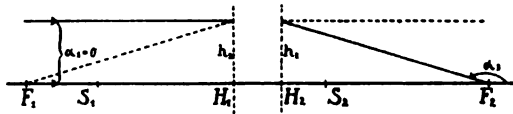


Fig. 241.

$$\frac{h_2}{H_2 F_2} = -h_1 L \text{ oder}$$

$$H_2 F_2 = -\frac{1}{L},$$

oder unter Hinzuziehung von (6), (7) und (16) in

$$H_2 F_2 = -\frac{1}{L} = -\frac{1}{-\kappa_1 \kappa_2 \kappa_3 + \kappa_2 - \kappa_1} = -\frac{n r_1 r_2}{(n-1)[n(r_1 - r_2) - d(n-1)]} \quad (27)$$

Bei umgekehrtem Strahlenverlauf erhält man

$$H_1 F_1 = \frac{n r_1 r_2}{(n-1)[n(r_1 - r_2) - d(n-1)]} \quad (28)$$

Also ist $H_1 F_1$ von derselben Größe wie $H_2 F_2$, trägt aber umgekehrtes Vorzeichen.

Will man nun auch den Abstand des Brennpunktes vom Scheitel formelmäßig ausdrücken, so hat man mit Hilfe der Fig. 241 die Beziehungen

$$\begin{aligned} F_1 H_1 &= F_1 S_1 + S_1 H_1, & H_2 F_2 &= H_2 S_2 + S_2 F_2, \\ -H_1 F_1 &= -S_1 F_1 + S_1 H_1, & H_2 F_2 &= -S_2 H_2 + S_2 F_2, \\ S_1 F_1 &= H_1 F_1 - H_1 S_1 = H_1 F_1 + S_1 H_1; & S_2 F_2 &= H_2 F_2 - H_2 S_2 = H_2 F_2 + S_2 H_2, \end{aligned}$$

und nach Einsetzung der Werte aus den Gleichungen (25) bis (28)

$$S_1 F_1 = \frac{n r_1 r_2 + d r_1 (n-1)}{(n-1)[n(r_1 - r_2) - d(n-1)]}; \quad S_2 F_2 = \frac{-n r_1 r_2 + d r_2 (n-1)}{(n-1)[n(r_1 - r_2) - d(n-1)]} \quad (29), \quad (30)$$

Nach der Bezeichnungsweise dieses Buches, die sich mehr dem bei weitem häufigsten Fall der Sammellinsen anpaßt und also deren beide Radien als positiv und die Radien einer Zerstreuungslinse als negativ ansieht (s. S. 267), wandeln sich die Formeln (25) bis (30) um in

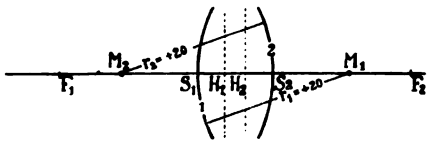
$$S_1 H_1 = \frac{d r_1}{n(r_1 + r_2) - d(n-1)}; \quad S_2 H_2 = \frac{d r_2}{n(r_1 + r_2) - d(n-1)}; \quad (25 a), \quad (26 a)$$

$$F_1 H_1 = F_2 H_2 = \frac{n r_1 r_2}{(n-1)[n(r_1 + r_2) - d(n-1)]}; \quad (27 a), \quad (28 a)$$

$$F_1 S_1 = \frac{n r_1 r_2 - d r_1 (n-1)}{(n-1)[n(r_1 + r_2) - d(n-1)]}; \quad F_2 S_2 = \frac{n r_1 r_2 - d r_2 (n-1)}{(n-1)[n(r_1 + r_2) - d(n-1)]} \quad (29 a), \quad (30 a)$$

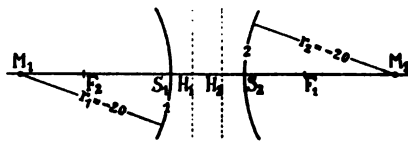
da $F_1 S_1 = F_1 H_1 - S_1 H_1$ und $F_2 S_2 = F_2 H_2 - S_2 H_2$.

Hier sind die Längen $S_1 H_1$ und $S_2 H_2$ vom Scheitel aus nach innen positiv und nach außen negativ gerechnet. Ferner gelten die Strecken $F_1 S_1$ und $F_2 S_2$ als positiv, wenn sie vom Linsenscheitel nach der Luftseite hin gerichtet sind, negativ im entgegengesetzten Sinn.



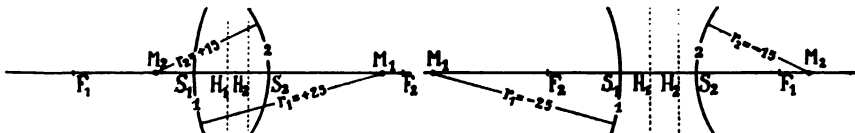
$F_1 S_1 = 18,18$	$S_2 F_2 = 18,18$
$S_1 H_1 = 3,64$	$H_2 S_2 = 3,64$
$F_1 H_1 = 21,82$	$H_2 F_2 = 21,82$

Fig. 242.



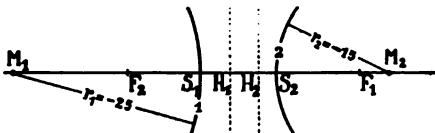
$F_1 S_1 = -21,54$	$S_2 F_2 = -21,54$
$S_1 H_1 = 3,08$	$H_2 S_2 = 3,08$
$F_1 H_1 = -18,46$	$H_2 F_2 = -18,46$

Fig. 243.



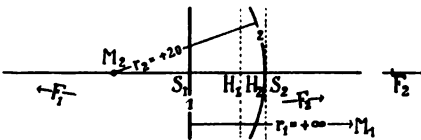
$F_1 S_1 = 15,91$	$S_2 F_2 = 17,78$
$S_1 H_1 = 4,55$	$H_2 S_2 = 2,78$
$F_1 H_1 = 20,46$	$H_2 F_2 = 20,46$

Fig. 244.



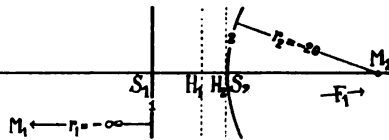
$F_1 S_1 = -21,15$	$S_2 F_2 = -19,61$
$S_1 H_1 = 3,85$	$H_2 S_2 = 2,31$
$F_1 H_1 = -17,30$	$H_2 F_2 = -17,30$

Fig. 245.



$F_1 S_1 = 33,83$	$S_2 F_2 = 40,00$
$S_1 H_1 = 6,67$	$H_2 S_2 = 0,00$
$F_1 H_1 = 40,00$	$H_2 F_2 = 40,00$

Fig. 246.



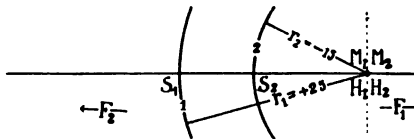
$F_1 S_1 = -46,67$	$S_2 F_2 = -40,00$
$S_1 H_1 = 6,67$	$H_2 S_2 = 0,00$
$F_1 H_1 = -40,00$	$H_2 F_2 = -40,00$

Fig. 247.



$F_1 S_1 = 43,75$	$S_2 F_2 = 63,75$
$S_1 H_1 = 13,50$	$H_2 S_2 = 7,50$
$F_1 H_1 = 56,25$	$H_2 F_2 = 56,25$

Fig. 248.



$F_1 S_1 = -137,50$	$S_2 F_2 = -97,50$
$S_1 H_1 = 25,00$	$H_2 S_2 = -15,00$
$F_1 H_1 = -112,50$	$H_2 F_2 = -112,50$

Fig. 249.

Die Ausrechnung der Werte $F_1 S_1$, $S_1 H_1$, $F_1 H_1$, $S_2 F_2$, $H_2 S_2$, $H_2 F_2$ erfolgt nach den Formeln 26 a, 26 a, 27 a, 28 a, 29 a, 30 a auf S. 276 mit $d = 10$ mm, $n = 1,500$.
Alle Maße bedeuten Millimeter.

Die aus (25 a) und (26 a) folgende Beziehung

$$\frac{S_1 H_1}{S_2 H_2} = \frac{r_1}{r_2} \quad (31)$$

läßt erkennen, daß diese Hauptebenen bei symmetrischen Linsen ebenfalls symmetrisch liegen und bei unsymmetrischen Linsen mehr nach der Seite der stärker gekrümmten Oberfläche rücken. Einzelheiten sind den Figuren 242 bis 249 zu entnehmen, in denen für alle Linsen eine Dicke $d = 10$ mm und eine Lichtbrechung $n = 1,500$ angenommen ist, und wo die Radien für die einzelnen Fälle eingetragen sind. Die Werte für $F_1 S_1$, $F_2 S_2$, $S_1 H_1$, $S_2 H_2$ berechnen sich nach den Formeln (25 a) bis (30 a). Man sieht, daß bei symmetrischem Bau der Linsen ($r_1 = r_2$) und für $n = 1,500$ die Hauptebenen je um nahezu $\frac{1}{3}d$ von den Scheiteln abstehen, daß bei Plankonvex- und Plankonkavlinen ($r_1 = \infty$) derselben Glassorte die eine Hauptebene im Scheitel der gekrümmten Fläche, die andere um etwa $\frac{1}{3}d$ hiervon entfernt innerhalb der Linse liegt, daß schließlich bei Konkavkonvex- und Konvexkonkavlinen die Hauptebenen ganz außerhalb des Glaskörpers liegen. Die Fig. 249 stellt insofern noch einen besonderen Fall dar, als die Krümmungsmittelpunkte der beiden Oberflächen zusammenfallen. Dadurch erklärt sich die eigentümlich große Brennweite. Die Linse besteht aus zwei konzentrischen Kugeloberflächen. Die beiden Hauptebenen fallen hier zusammen. Bei zunehmender Dicke treten sie wieder auseinander aber mit umgekehrter Lage, sodaß bei einer sehr dicken Konvexkonkavlinse H_2 links von H_1 liegt. Überhaupt können sich bei sehr dicken Glaskörpern die Verhältnisse so mannigfach gestalten, daß selbst aus einer Linse mit konvexen Oberflächen eine Zerstreuungslinse wird, wie wir dies schon in Fig. 200 b—200 d auf S. 256 gesehen haben.

Mit diesen Hauptebenen und Hauptpunkten kann man nun die Konstruktionen des Paragraphen 87 auf beliebig dicke Linsen ausdehnen; man hat nur so zu verfahren, wie wenn die zwischen den Hauptebenen befindliche Glasmasse gar nicht vorhanden wäre und die Ablenkung nur an diesen Hauptebenen stattfände. Man hat also jeden auf die Linse fallenden Strahl bis zur ersten Hauptebene ohne Brechung zu verlängern und den ihm zukommenden gebrochenen Strahl in einem gleich weit von der Achse abstehenden Punkt der zweiten Hauptebene beginnen zu lassen.

In Fig. 250 sind die in Fig. 218 an einer dünnen Linse konstruierten Strahlengänge auf eine dicke Linse übertragen. In beiden Fällen, bei dicken und bei dünnen Linsen, verhalten sich, wenn die Medien auf beiden Seiten der Linse dieselben sind, Größen und Abstände von Bild und Objekt proportional; es ist also immer

$$\frac{\text{Objektgröße}}{\text{Bildgröße}} = \frac{\text{Objektabstand}}{\text{Bildabstand}} = \frac{A}{B} \quad (32)$$

In dem Spezialfall der Fig. 251, wo die einfallenden Strahlen I und II auf einen Punkt R_1 hinzielen und nach der Brechung in I' und II' von

einem Punkt R_2 ausstrahlen, sehen wir den Punkt R_1 gleichsam in R_2 (s. Paragraph 87, Wirkungen einer Linse) abgebildet. Es sind Objekt- und Bildabstand beide gleich Null, ihr Quotient ist aber der bestimmte Wert 1, wie aus der Gleichheit der Größen für Objekt und Bild hervorgeht. In den Gaußschen Ebenen ist also Objekt und Bild gleichgerichtet und gleich groß.

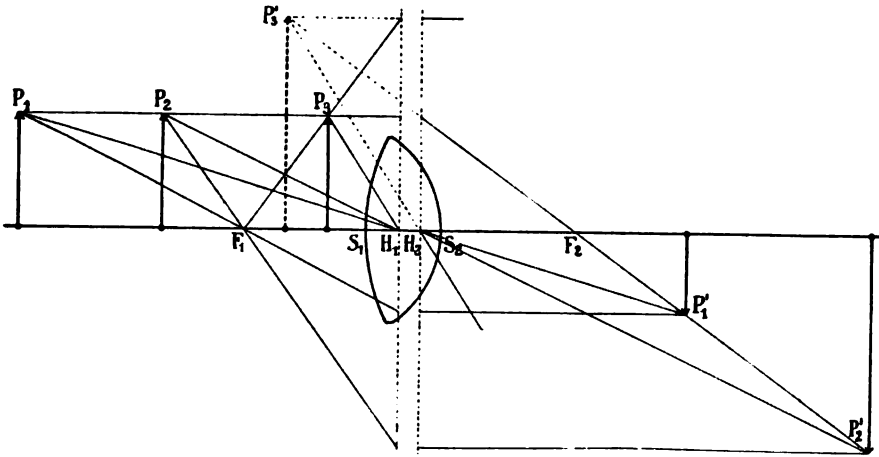


Fig. 250.

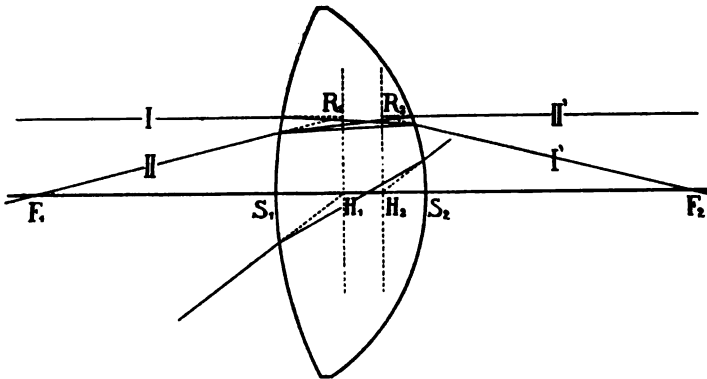


Fig. 251.

In der Zeit vor Gauß hat man unter Brennweite keinen eindeutigen Begriff verstanden, weil die einen diese Größe vom Mittelpunkt der Linse, die andern von ihrer nächsten Oberfläche und wieder andere sie von einem sog. optischen Mittelpunkt aus maßen. Von allen diesen Werten sind aber, wie Gauß betont, einzig zweckmäßig diejenigen, die bei dem Vergleich der Größe des Bildes eines unendlich fernen Gegenstandes mit der scheinbaren Größe des letzteren zugrunde gelegt wird, und diese Werte bestimmen

sich durch die Abstände der Brennpunkte von den zugehörigen Hauptebenen. Zum Unterschied von den unbestimmt gehaltenen Brennweiten, die übrigens im allgemeinen auf eine Vernachlässigung der Linsendicke hinauslaufen, pflegt man die Abstände der Brennpunkte von den zugehörigen Hauptebenen, also die Längen $F_1 H_1$ und $F_2 H_2$ in Fig. 199 und 242 bis 249 die Äquivalentbrennweiten zu nennen. Unter Voraussetzung der Gleichheit der Medien auf beiden Linsenseiten — hier immer Luft — ergibt sich auch eine beiderseitige Gleichheit der Äquivalentbrennweiten. Diese für die Konstruktion sehr wesentliche Vereinfachung ist ebenfalls der Einführung der Hauptebene zu verdanken.

Die beiden Formeln (29 a) und (30 a) wurden in Paragraph 88 [Formel (6) und (7)] schon auf anderem Wege abgeleitet. Auch kann man die Gaußsche Formel (25 a) und (26 a) benutzen, um die fundamentale Linsenformel [(10), Paragraph 88] für dicke Linsen abzuleiten. Bezeichnet man nämlich wieder Objekt- und Bildabstand mit A und B , diesmal aber von den beiden Hauptebenen an gemessen, während a_1 und b_2 wieder die Abstände von den Linsenscheiteln bedeuten mögen, so ist

$$A = a_1 + S_1 H_1, \quad B = b_2 + S_2 H_2,$$

oder nach Formel (25 a) und (26 a)

$$A = a_1 + \frac{r_1 d}{n(r_1 + r_2) - d(n-1)}; \quad B = b_2 + \frac{r_2 d}{n(r_1 + r_2) - d(n-1)}.$$

Führen wir die in Paragraph 88 gefundenen Ausdrücke für a_1 und b_2 ein und setzen noch $a_2 = d - b_1$, so folgt:

$$A = \frac{n r_1 [r_2 b_1 - r_1 (d - b_1)]}{[n(r_1 + r_2) - d(n-1)][b_1(n-1) - n r_1]},$$

$$B = \frac{n r_2 [r_2 b_1 - r_1 (d - b_1)]}{[n(r_1 + r_2) - d(n-1)][n r_2 - (d - b_1)(n-1)]}.$$

Hieraus ergibt sich

$$\frac{1}{A} + \frac{1}{B} = \frac{(n-1)[n(r_1 + r_2) - d(n-1)]}{n r_1 r_2},$$

und unter Hinzuziehung von (27 a) (28 a)

$$\frac{1}{A} + \frac{1}{B} = \frac{1}{F}. \quad (33)$$

Wie für jede Kombination von n Linsen eine einzige Linse gesetzt werden kann, so lassen sich auch an Stelle der $2n$ Hauptebenen schließlich nur zwei neue Hauptebenen und nicht mehr finden, die dann mit der ihnen zukommenden Äquivalentbrennweite an Stelle aller andern Hauptebenen und Brennweiten zu setzen sind. Dieser Satz ist von großer praktischer Bedeutung bei den Mikroskopobjektiven, die häufig aus vier und mehr Einzellinsen bestehen, für die alle aber nur zwei Hauptebenen angenommen werden können, mit denen der Strahlengang zu verfolgen ist.

92. Die Ermittlung der Brennweite und der Äquivalentbrennweite einer Linse durch Bestimmung der Krümmungsradien, des Brechungsindex und der Dicke des Glases ist eine in der Praxis etwas umständliche Aufgabe, die bei zusammengesetzten Linsen oder gar bei ganzen Systemen, wie bei Mikroskopobjektiven, recht verwickelt werden kann. Erheblich kürzer und sicherer fallen diese Bestimmungen aus, wenn man sich auf die optische Wirkung der Linsen, also auf ihre Bilderzeugung stützt und dabei die Radien, Dicken und Brechungsindizes ganz unberücksichtigt läßt. Handelt es sich nur um die Brennweite im gewöhnlichen Sinn, also um den Abstand des Brennpunktes von der nächsten Glasoberfläche, so kann man, bei Brennweiten von mehreren Zentimetern und bei ungenauer Ausführung, die Linsen vor eine Wand halten und so das Bild eines fernen Gegenstandes — etwa des gegenüberliegenden Fensters — scharf ent-

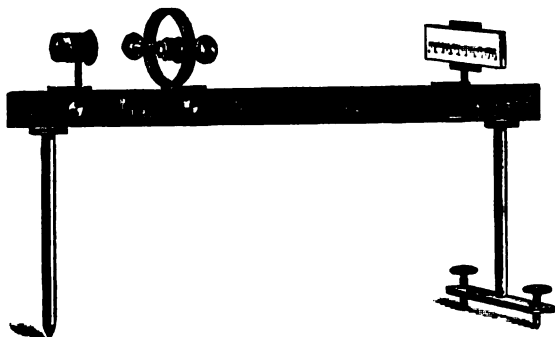


Fig. 252.

Fokometer nach E. A. Wülfig.

werfen, worauf man an einem daneben gehaltenen Maßstab die Brennweite abliest. Ganz rohe Bestimmungen lassen sich bei dünnen Linsen und bei Dezimeterdimensionen der Brennweiten auch mit dem zu Ende des Paragraphen 84 erwähnten Brillengläserkasten vornehmen. Man legt die zu untersuchende Linse auf eine solche von umgekehrter Art, also eine Sammellinse auf eine Zerstreuungslinse, und wechselt so lange bis die Wirkungen beider sich aufheben, bis also ein ferner Gegenstand durch die Gläser betrachtet in Ruhe bleibt, wenn die Gläser parallel ihrer Breitenausdehnung ein wenig hin- und herbewegt werden. Genauere Messungen von Brennpunktswegen lassen sich mit dem in Fig. 252 abgebildeten Wülfigschen Fokometer ausführen¹⁾, das übrigens kein eigentlicher Apparat ist, sondern nur eine kleine optische Bank vorstellt, die sich den hier vorkommenden Linsendimensionen in ihrem Ausmaß von 50 cm anpaßt. Man beseitigt einstweilen für die hier zu erörternde Bestimmung die in Fig. 252 am rechten Ende stehende Skala und klemmt

¹⁾ Zuerst beschrieben in der 4. Aufl. dieser Physiographie. 1904. 127.

die der Messung unterworfenen Linse in den ringförmigen Halter, der als eine Art Universalklammer bezeichnet werden kann, da er Objektive, Linsen ohne Fassung und ganze Okulare, wenn diese auf ihre Gesamt-Äquivalentbrennweite bestimmt werden sollen, zu halten erlaubt. An dem inneren Ende der beiden Schrauben sind tiefgekerbte Metallklötzchen so befestigt, daß sie sich um die Schraubenachsen aber unabhängig von diesen drehen können. Hat man also eine Linse eingeklemmt aber noch nicht in die Mitte des Ringes oder in die optische Achse des Fokometers gebracht, so dreht man beide Schrauben gleich stark in gleichem Sinn, bis die Mitte der Linse genügend verschoben ist. Dabei kann aber die Linse ganz schief ev. horizontal liegen und muß nur aufgerichtet werden, was durch die drehbaren Klötzchen ohne Änderung der Zentrierung geschieht. Nachdem diese Zentrierung der Linse ausgeführt ist, stellt man mittelst der am linken Ende der Bank befindlichen Lupe auf einen unendlich weiten, d. h. 50 bis 100 Brennweiten entfernten Gegenstand scharf ein, wobei Lupe und Linse das Fernrohr bilden. Damit dies nun richtig geschieht, trägt die Lupe auf der rechten Seite ein in Glas graviertes Fadenkreuz, auf das man die Lupe so einstellt, daß der Beobachter es ohne Akkommodationszwang erkennt, und das nun mit dem Bild des fernen Gegenstands in eine Ebene zu bringen ist. Man überzeugt sich von diesem Zusammentreffen, wenn man das Auge hin- und herbewegt und keine Parallaxe, also kein Schwanken zwischen Bild und Fadenkreuz wahrnimmt. Nach erfolgter Einstellung liest man an der Teilung der Bank die Stellung des Lupenreiters ab und verschiebt diesen alsdann bis zur Berührung des Fadenkreuzglases mit der Linsenoberfläche. Der Unterschied beider Ablesungen ergibt den Brennpunktstand. Bei kleineren Dimensionen der Linsen kann man diese Messung durch ein Mikroskop ausführen, indem man die Linse auf den Mikroskopisch legt, von unten mit dem Planspiegel beleuchtet und einerseits das Bild eines fernen Gegenstandes, das über der Linse entsteht, andererseits die Linsenoberfläche scharf einstellt. Die erforderliche Tubusverschiebung wird an einer passenden Teilung abgelesen oder am Tubushalter mit einem Bleistift markiert und mit einem Zirkel abgegriffen. An den Mikroskopen von F u e ß und von W i n k e l ist zu solchen Arbeiten auf W ü l f i n g s Veranlassung die durch Trieb bewegliche Zahnstange mit Teilung und Nonius versehen. Bei den Z e i ß schen Mikroskopen kann man die Messung mit einem an dem inneren Tubus anzuschraubenden Hilfsobjektiv ausführen und dann die Teilung, die sonst zur Bestimmung der Tubuslänge dient, benutzen. Auch bei Zerstreuungslinsen lassen sich auf diese Weise die Abstände der virtuellen Brennpunkte ermitteln, wenn man nur Objektive mit dem nötigen freien Objektstand verwendet.

Etwas anders gestaltet sich die Bestimmung der Äquivalentbrennweite, also nicht des Brennpunktstandes von der Linsenoberfläche, sondern von der zugehörigen Hauptebene. Wenn die zu einer bestimmten Objektweite A gehörige Bildweite B zu messen wäre, so könnte man mittelst der Fundamentalformel (10) S. 268 die Äquivalent-

brennweite berechnen. Diese Längen A und B reichen aber bei Berücksichtigung der Linsendicke ebensowenig wie F nur bis zu den Glasoberflächen, sondern bis zu den Hauptebenen, auf die sich nun einmal nicht direkt einstellen läßt.

Durch folgenden von Abbe ausgedachten Kunstgriff¹⁾ kann man indessen diese Schwierigkeit umgehen. Nach der fundamentalen Linsen-

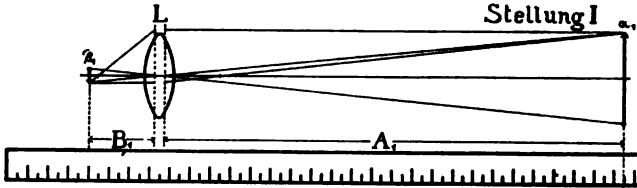


Fig. 253.

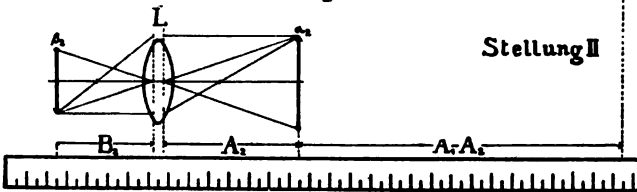


Fig. 254.

Formel (10) ist für zwei verschiedene Stellungen von Objekt, Linse und Bild wie I und II in Fig. 253 und 254:

$$A_1 = F \left(1 + \frac{A_1}{B_1} \right) \quad \text{und} \quad A_2 = F \left(1 + \frac{A_2}{B_2} \right),$$

woraus man durch Subtraktion erhält:

$$F = \frac{A_1 - A_2}{\frac{A_1}{B_1} - \frac{A_2}{B_2}} \quad (34)$$

Da nun nach Formel (32) S. 278 für das Verhältnis der Entfernungen von Objekt und Bild, hier von A_1 und B_1 sowie A_2 und B_2 , die betreffenden Größen von Objekt und Bild gesetzt werden können, so lautet die Formel (34) in Worten

$$\begin{aligned} &\text{Äquiv.} \\ \text{Brennweite} = & \frac{\text{Verschiebung des Objekts}}{\frac{\text{Objektgröße}}{\text{Bildgröße}} \text{ bei Stellung I} - \frac{\text{Objektgröße}}{\text{Bildgröße}} \text{ bei Stellung II}} \quad (35) \end{aligned}$$

Man hat also, um die Äquivalentbrennweite F zu finden, bei zwei verschiedenen Objektweiten, die sich zwar auf die Abstände von der

¹⁾ E. Abbe, Gesammelte Abh. II. 1906. 215—218; s. a. S. Czapski, Z. f. Instr. 1892. 189—191.

betreffenden, ihrer Lage nach unbekanntem Hauptebene beziehen, die aber nicht selbst, sondern nur in ihrem Unterschied bekannt sein müssen. die Größen von Objekt und Bild, also die Vergrößerungen (oder Verkleinerungen) zu messen. Bei Linsen von 20—70 mm Brennweite kann man sich der schon bei der Messung der Brennpunktststände erwähnten kleinen optischen Bank bedienen, wenn man noch einen Reiter mit einer Objektskala aufsetzt, wie er in Fig. 252 am rechten Ende der Bank zu sehen ist. Man nimmt dazu eine weiße Zelluloid-Millimeterskala und benützt zur Ausmessung des Bildes ein Möllersches Okularmikrometer (s. § 113) mit photographierter in $\frac{1}{10}$ mm geteilter und nummerierter Skala. Die Linse bleibt während der ganzen Bestimmung fest an ihrem Skalaplatz stehen, wie sie auch in den schematischen Figuren 253 und 254 über der Skala bei L gezeichnet ist. Man bringt zu Anfang der Operation die Zelluloidskala an das rechte Ende der Bank nach α_1 und bewegt die Bildskala nach β_1 in die Ebene des Bildes, um dieses auszumessen. Der Abstand der Linse vom Objekt sowie vom Bild bleibt unbekannt. Darauf schiebt man die Zelluloidskala um eine gewisse Länge A_1 — A_2 , die recht groß zu wählen ist, nach links, stellt die Möllersche Skala wieder auf Bildschärfe bei β_2 ein und mißt das Bild von neuem. So erhält man alle Werte für die Formel (34) und damit die Äquivalentbrennweite

$$F = F_1 H_1 = F_2 H_2 \quad (\text{s. Fig. 199}).$$

Um schließlich auch noch die Lage der Hauptebenen zu erhalten, ist der Abstand der Brennpunkte rechts und links von der Linse von der zugekehrten Glasfläche, also $F_1 S_1$ und $F_2 S_2$ (Fig. 199) sowie die Linsendicke $S_1 S_2$ zu messen, was in derselben Weise wie auf S. 282 geschieht. Aus diesen Bestimmungsstücken ergeben sich dann im Anschluß an Fig. 199 die Größen

$$S_1 H_1 = F_1 H_1 - F_1 S_1; \quad S_2 H_2 = F_2 H_2 - F_2 S_2; \quad H_1 H_2 = S_1 S_2 - (S_1 H_1 + S_2 H_2).$$

Zu der Ausmessung der Bilder sind die Möllerschen photographierten Skalen wegen ihrer Deutlichkeit besonders geeignet; für die Brennpunktststände ist es aber bequemer ein wie schon gesagt auf Glas graviertes Kreuz zu wählen, weil dieses in unmittelbare Berührung mit der Linsenoberfläche gebracht werden kann, während die photographierten Skalen zwischen Glasplättchen liegen, deren Dicke unter Berücksichtigung der Chaulnesschen Bildhebung (s. § 133 über Methode Chaulnes) in Rechnung zu stellen wäre. Das Glasplättchen beeinflußt bei der Ausmessung von Bild und Objekt das Resultat nicht, man kann also die Möllersche Skala hierfür zwischen dicke oder dünne Gläser einschließen. Die kleinen Brennweiten der starken Mikroskopobjekte lassen sich mit dem Wülfingschen Fokometer nicht gut bestimmen, weil die Verkleinerungen der Bilder in der Stellung I (Fig. 253) zu erheblich sind, um mit der Lupe erkannt zu werden. In diesen Fällen verwendet man ein Mikroskop auf einem eigentümlichen Unterbau, wie er in Fig. 255

abgebildet ist. Das auf die Äquivalentbrennweite zu untersuchende Objektiv liegt mit der Frontlinse nach oben oder nach unten (zur Kontrolle führt man Messungen in beiden Stellungen aus) auf dem Mikroskoptisch. Als anzuvisierendes Objekt dient wieder der Zelluloidmaßstab, der bei der Messung I (α_1 in Fig. 253) unten auf einer Glasplatte liegt und bei



Fig. 255.

Mikroskop mit Unterbau für fokometrische Bestimmungen
nach E. A. Wölfig.

Messung II (α_2 in Fig. 254) um ein bestimmtes Stück gehoben wird. Diese Hebung läßt sich sehr einfach und genau ausführen, wenn man ein beiderseits gerade abgeschnittenes und der Länge nach bekanntes Rohr von etwa 3 cm Weite auf die Glasplatte stellt und hierauf die Skala legt.

Die Länge dieses Rohres entspricht der Objektverschiebung $A_1—A_2$ und braucht, da sie die zu bestimmende Äquivalentbrennweite um das 20- bis 100fache übertrifft, nur auf ganze Millimeter genau bekannt zu

sein. In der in Fig. 255 zu sehenden Apparatur beträgt diese Länge 220 mm. Das Mikroskop ist mit einem Okularmikrometer versehen oder trägt bequemer nur zwei parallele Fäden in seinem Okular, deren Abstand einer bestimmten Objektgröße u. d. M., d. h. einer bestimmten Bildgröße über dem zu untersuchenden System entspricht. In der vorliegenden Apparatur ist das Mikroskop durch passende Wahl von Objektiv und Tubuslänge so eingerichtet, daß der Abstand der beiden Fäden einem „Objekt“, d. h. hier einem von dem System entworfenen Bild in der Größe von genau 0,300 mm entspricht. Bei der Ausmessung eines Systems *Hartnack-Fueß Nr. 7* wurde ein solcher Zwischenraum bei Tieflage der Zelluloidskala von 20,2 mm und bei Hochlage von 7,4 mm dieser Skala bedeckt. Setzt man diese Werte in die Gleichung (35) ein, so folgt

$$F = \frac{220}{\frac{20,2}{0,3} - \frac{7,4}{0,3}} \text{ mm} = 5,16 \text{ mm}^1).$$

93. Öffnung der Linsen, Lichtstärke und numerische Apertur. Die Öffnung einer Linse steht in engstem Zusammenhang mit der Lichtstärke der durch sie entworfenen Bilder und ist auch noch von hervorragender

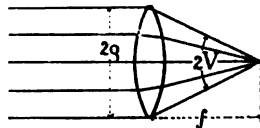


Fig. 256.

Bedeutung für das Auflösungsvermögen eines Systems (s. § 100 und 109). Das Verhältnis der Öffnung 2ρ (Fig. 256) einer Linse zu ihrer Brennweite f , also $2\rho/f$ nennt man die relative Öffnung, und den Winkel $2V$ den Öffnungswinkel. Bei einer Linse, die von einem fernen Objekt ein Bild entwirft, also bei einem Fernrohrobjektiv, ist die Lichtstärke der Bilder direkt proportional der Linsenfläche und umgekehrt proportional dem Quadrat der Brennweite. Die erste Beziehung ist wohl unmittelbar verständlich, da eine größere Linse ihrer Größe entsprechend auch mehr Strahlen aufnimmt. Die zweite Beziehung kann durch ein Zahlenbeispiel verdeutlicht werden. Man denke sich zwei Linsen mit der gleichen Öffnung $2\rho = 10$ mm und vor jeder ein Objekt in 100 m Entfernung. Die Brennweiten der Linsen seien 100 mm und 50 mm, und die Objekte seien Flächen von 1 qm und 2×2 qm Größe. Die von den beiden Linsen entworfenen

¹⁾ Bei Mikroskopobjektiven muß man das Objekt nicht zu groß wählen, wenn man die Brennweite zentraler Strahlen finden will. Bei einem 100 mm großen Objekt würde im obigen Beispiel die Brennweite zu 5,00 gefunden werden und bei Strahlen von größerer Apertur noch erheblich kleiner.

Bilder sind alsdann gleich groß, das Bild der zweiten Linse enthält aber viermal mehr Licht, da es von einer viermal größeren Fläche stammt.

Linse	I	II
Brennweite . . .	100 mm	50 mm
Objektweite . . .	100 m	100 m
Objektgröße . . .	1 □m	2 × 2 □m
Bildgröße	1 □mm	1 □mm

Die Lichtstärke einer Linse wird oft durch den mit $2V$ bezeichneten Öffnungswinkel der abbildenden Strahlen ausgedrückt. Bei Fernrohr-objektiven mit kleinen Öffnungswinkeln und daher im allgemeinen ebenen Bildern kann man nach dem Vorstehenden die Lichtstärke umgekehrt proportional dem Quadrat der Brennweite, oder anders ausgedrückt auch direkt proportional dem Quadrat der Tangente des Winkels V setzen. Bei Mikroskopobjektiven aber, bei denen weit geöffnete Strahlenbüschel zur Abbildung verwendet werden, ist die Beziehung zwischen Lichtstärke und Winkel V nicht so unmittelbar geometrisch zu übersehen. Man muß hier die Tangente mit dem Sinus vertauschen und gelangt damit zu dem für die abbildende Mikroskopie wichtigen, von E. Abbe eingeführten Begriff der numerischen Apertur¹⁾, die mit U bezeichnet werden möge. Es ist

für Trockensysteme num. Apert. = $U = \sin V$,

für Immersionssysteme num. Apert. = $U = n \sin V$,

wo n der Brechungsindex des zwischen Deckglas und Frontlinse des Objektivs befindlichen Mediums ist. Diese Vertauschung der Tangenten durch den Sinus hängt mit einem Fundamentalsatz der geometrischen Optik zusammen, der als die *Sinusbedingung* bezeichnet zu werden pflegt, worauf im nächsten Paragraphen näher eingegangen werden soll.

94. Abbildung durch weit geöffnete Strahlenbüschel. Die Betrachtungen in den Paragraphen 84 bis 91 gelten, wie mehrfach betont, für kleine Aperturen und für einfarbiges Licht. Gehen wir nun in dem Problem der Abbildung durch Linsen einen Schritt weiter, um die Verhältnisse, wie sie vorzüglich bei den Objektiven der Mikroskope in Betracht kommen, kennen zu lernen, so wollen wir unsere Darstellung von der Tatsache leiten lassen, daß die Objektive uns fertig geliefert werden und daß wir sie in der Hauptsache nach ihren Eigenschaften und Verwendungsmöglichkeiten kennen lernen müssen, während ihre Herstellung nicht unsere Aufgabe sein kann. Wir wollen uns also von vornherein bescheiden und die theoretischen Überlegungen sowie die praktischen Durchführungen

¹⁾ E. Abbe, Gesammelte Abh. I. 1904. 116 und 235—238. Die englischen Originalabhandlungen, die die Stellen enthalten, s. Journ. R. microsc. Soc. 1. 1878. 19—22 und 3. 1880. 20—31.

zur Verbesserung der jetzigen hochvollendeten Linsensätze nicht weiter verfolgen. Sie sind vorzugsweise mit den Namen **Joseph Fraunhofer**, **Adolf Steinheil**, **Ludwig v. Seidel** und **Ernst Abbe**, sowie einer großen Zahl von Forschern, die auf ihren Spuren weiter wandelten, verbunden.

Läßt man die Öffnung der Linse im Verhältnis zur Brennweite groß werden, so erhält man bei gewöhnlichen einfachen Linsen außerordentlich verzerrte Bilder. Das Bestreben der Optiker geht nun seit alters dahin, durch geeignete Kombination von Linsen verschiedener aber immer sphärischer Krümmungen und bei verschiedenen Glasarten diese Verzerrungen so klein wie möglich zu machen. Zu ihrer Berechnung dienen Formeln, die oft sehr verwickelt sind und die erst nach Kenntnis besonderer Eigenschaften der sphärischen Flächen aufgestellt werden konnten und eine Erweiterung in dem Problem der Bilderzeugung ermöglichten.

Ein ideales Linsensystem sollte erstens die von einem Punkt ausgehenden Strahlen von beliebiger Apertur wieder in einem Punkt vereinigen, zweitens ein senkrecht zur Linsenachse sich ausdehnendes ebenes Objekt auch wieder in einer achsensenkrechten Ebene abbilden und endlich drittens die Abbildung allen Teilen des Objekts ähnlich erzeugen.

Wir wissen, daß diese Forderung bei sphärischen Linsenflächen nicht mit theoretischer Genauigkeit zu erfüllen ist. Es lassen sich also ausgedehnte Objekte mit beliebig weiten Strahlenbüscheln nicht scharf abbilden, oder wenn dies noch für eine bestimmte Objektweite erreichbar sein sollte, so kann es mit derselben Linse für andere Objektweiten nicht eintreten. Es gelingt also nicht, eine Linsenkombination derartig herzustellen, daß sie einen Gegenstand Punkt für Punkt innerhalb und außerhalb der Achse und auch in verschiedenen Objektweiten genau abbildet. Dagegen ist es gelungen, kleine — im Verhältnis zur Brennweite der betreffenden Linse kleine — auf der Achse gelegene Objekte, deren Abstand von den Hauptebenen vorgeschrieben ist, mit sehr weiten Strahlenbüscheln, also in Erweiterung der **Gauß'schen** Forderung, scharf abzubilden, wie es andererseits die Linsenoptiker erreicht haben, beliebig große Objekte durch sehr enge Strahlenbüschel nahezu fehlerfrei zur Abbildung zu bringen. Die erstere Forderung tritt bei den **Mikroskopobjektiven**, die letztere besonders bei manchen **photographischen Linsensätzen**, wie den sog. **Weitwinkelobjektiven** auf.

Die Linsen am Mikroskop können in ihrer Konstruktion dann als vollkommen angesehen werden, wenn sie die Strahlen nicht über 1 bis 2 Bogenminuten fehlerhaft ablenken. Denn diese Linsen werden ja meistens zu subjektiven Beobachtungen verwendet und brauchen daher in ihrer Abbildungsgenauigkeit die Winkelempfindlichkeit des Auges nicht zu übertreffen. Diese aber beträgt bei der ungünstigen Beschaffenheit der sich aus einzelnen Punkten aufbauenden Objekte und Bilder etwa 1 bis 2 Bogenminuten. Eine höhere Genauigkeit des Strahlenganges zu würdigen, wäre unser Auge gar nicht in der Lage. Die über diese Grenze hinausgehenden

Fehler, soweit sie eine Folge der eigentümlichen sphärischen Begrenzung der Linsen (und einstweilen nicht ihrer Farbenzerstreuung, s. § 95) sind, kann man nun bezeichnen als:

- a) Zentrale sphärische Aberration.
- b) Zonare sphärische Aberration. (Abweichung von der Sinusbedingung oder vom Aplanatismus.)
- c) Astigmatismus.
- d) Krümmung der Bildebene oder Bildwölbung.
- e) Verzeichnung oder Verzerrung der Abbildung (Distortion oder Anorthoskopie).

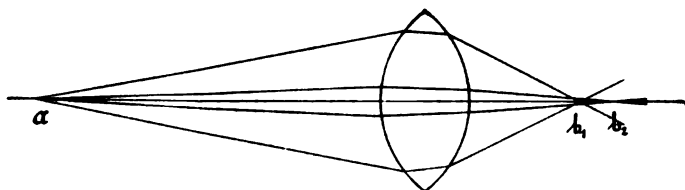


Fig. 257.

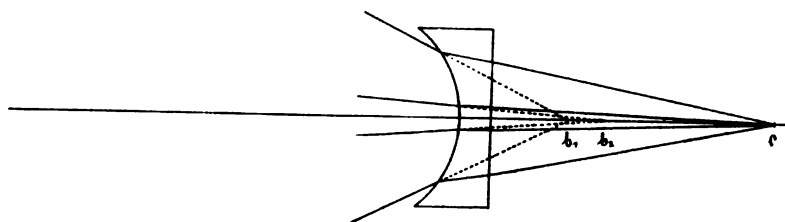


Fig. 258.

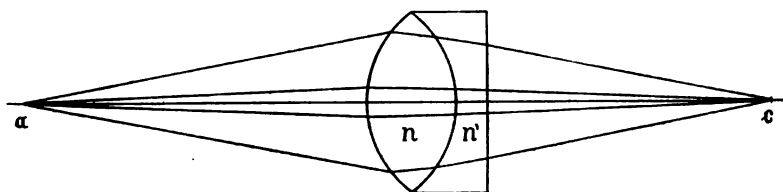


Fig. 259.

a) Die **zentrale** sphärische Aberration tritt auf, wenn ein monochromatisch leuchtender Achsenpunkt a seine Strahlen auf eine Linse von großer Öffnung fallen läßt. So liegen bei einer Sammellinse wie in Fig. 257 die durch zentrale und durch peripherische Teile der Linse entworfenen Bilder zwar immer auf der Achse, aber nicht an der gleichen Stelle. Die Bildpunkte der unter größerem Winkel gegen die Achse einfallenden Strahlen liegen der Linse etwas näher (b_1) als die der zentralen Strahlenbündel (b_2). Man nennt diese Erscheinung die zentrale sphärische Aberration und spricht in dem Falle der Sammellinse wie in Fig. 257

von einer sphärischen Unterkorrektion, während eine Zerstreuungslinse wie in Fig. 258, wenn wir uns für jetzt vorstellen, das Licht ginge vom Punkt c aus, sphärische Überkorrektion aufweist.

Wie man diese zentrale sphärische Aberration verringert oder beseitigt, möge an einigen Spezialfällen betrachtet werden. Zunächst kann man die zentrale sphärische Aberration schon an einer einfachen Linse nicht unerheblich verringern, wenn man die Krümmungsradien möglichst groß wählt und, um an Brennweite nicht zu verlieren, möglichst hoch brechende Gläser nimmt, oder wenn man an Stelle einer Linse von vorgeschriebener Brennweite mehrere Linsen anwendet, die zusammen die gleiche Äquivalentbrennweite wie jene haben. Auch läßt sich durch passende Wahl der Krümmungsradien schon mit einer einzigen Linse eine Verringerung der Aberration herbeiführen, wie dies aus folgenden, Drudes Lehrbuch der Optik (Leipzig, 1912, 53) entnommenen Beispielen zu ersehen ist. Hier soll jede Linse eine freie Öffnung von 20 mm und für zentrale Strahlen eine Brennweite von 100 mm haben. Für randliche Strahlen verringert sich dann diese Brennweite um den in der Kolonne unter „sphär. Aberr.“ angegebenen Betrag.

F o r m	n = 1,5		n = 2,0	
	$r_1 : r_2$	sphär. Aberr.	$r_1 : r_2$	sphär. Aberr.
1. Plankonvexe Linse, Planfläche dem weit entfernten Objekt zugekehrt . .	∞	4,5 mm	∞	2,0 mm
2. Bikonvexe Linse, beide Radien gleich	1	1,67 „	1	1,0 „
3. Plankonvexe Linse, Planfläche dem nahen Bild zugekehrt	0	1,17 „	0	0,5 „
4. Günstigste Form. Bei $n = 1,5$ bikonvex, bei $n = 2,0$ konkav-konvex. Die stärker gekrümmten konvexen Flächen dem fernen Objekt zugekehrt	1 : 6	1,07 „	1 : 5	0,44 „

Aus dieser Tabelle ersieht man, daß bei Erhöhung des Brechungs-exponenten von 1,5 auf 2,0 die sphärische Aberration auf den halben Betrag verringert wird und daß durch Verteilung der Brechung auf zwei Flächen eine noch stärkere Reduktion eintritt. Plankonvexe Linsen zeigen eine viel geringere Aberration, wenn die konvexe Fläche dem fernen Objekt zugewendet ist (Beispiel 3), als umgekehrt (Beispiel 1). Im ersten Fall sind beide Flächen der Linse an der Brechung beteiligt, im letzteren findet an der Planfläche keine Ablenkung statt; die ganze Brechung erfolgt vielmehr durch die konvexe Fläche.

Da man aus verschiedenen Glassorten Linsen herstellen kann, die bei gleicher Brennweite verschiedene Aberration zeigen, so kann man auch

derartige Linsen bei gleicher Aberration von verschiedener Brennweite erhalten, und wenn man nun weiter die eine Linse konvex, die andere konkav wählt, so kam man, da die Aberration bei solchen Linsen umgekehrt liegt (s. Fig. 257 und 258), leicht zu dem Schluß geführt werden, daß durch die Kombination von zwei derartigen Linsen die sphärische Aberration aufgehoben wird. Ein solches „korrigiertes System“ wird aplanatisch genannt.

Nach Beispiel 2 der obigen Tabelle hat eine bikonvexe Linse mit $n = 1,5$ und $f_1 = 100$ mm die Aberration 1,67 mm. Eine bikonkave Linse mit $n = 2,0$ würde die gleich große (aber umgekehrt liegende) Aberration bei einer (negativen) Brennweite von $f_1 = -167$ mm haben. Durch Aneinanderlegung dieser beiden Linsen erhält man nach Formel (18) S. 271 ein korrigiertes System mit der Gesamtbrennweite

$$1 : F = \frac{1}{100} - \frac{1}{167} = \frac{1}{249} \text{ mm.}$$

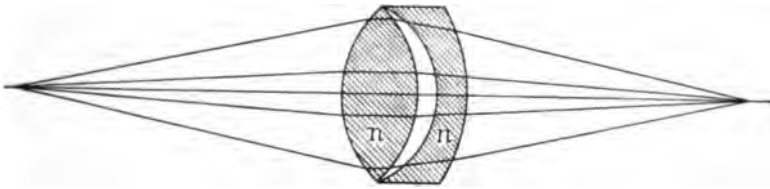


Fig. 260.

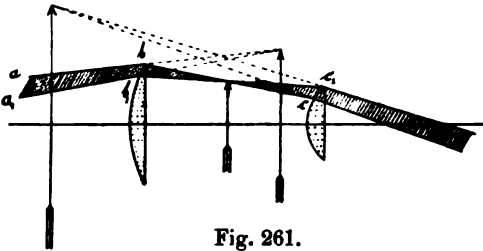


Fig. 261.

In Fig. 259 ist ein Fall gezeichnet, wo die entgegengesetzt liegenden Aberrationen der Linsen in Fig. 257 und 258 sich aufheben.

Hebt man die sphärische Aberration der Konvexlinse nicht vollständig auf, dann heißt ein solches System „unterverbessert“, überwiegt aber die Wirkung der Konkavlinse, so wird das System „überverbessert“ genannt. Weiteres auf S. 294—298 bei der zonaren sphärischen Aberration.

Auch durch Kombination zweier Linsen der gleichen Glassorte läßt sich die Aberration verringern, wie dies ein Fall in Fig. 260 kurz illustriert. Ein anderer Fall dieser Art der Aufhebung der sphärischen Aberration durch Gläser derselben Art liegt in jedem H u y g e n s s c h e n Okular vor. Von den in Fig. 261 gezeichneten beiden Strahlen $a b c$ und $a_1 b_1 c_1$ — die wir uns einstweilen als einfarbig denken — trifft der erstere die größere

welche die Konstruktion nicht durchgeführt ist. Alle diese vom Punkt A innerhalb der Kugel ausgehenden Strahlen werden nach dem Austritt bei D_1, D_2, D_3 so gebrochen, wie wenn sie genau von einem Punkt B herkämen.

Bei Anwendung des Amicischen Prinzips bettet man nun die Objekte nicht etwa in eine Glaskugel ein, sondern schneidet die Kugel ungefähr in der Mitte durch (s. Mitte der Fig. 263) und ersetzt die weggeschnittene Hälfte durch eine Flüssigkeit; die linke Begrenzung der Kugel hat ja keine weitere Bedeutung. Das Brechungsvermögen dieser Flüssigkeit ist der Frontlinse der Objektive genau anzupassen, daher legen die optischen Firmen so großen Wert darauf, daß bei den starken Immersionssystemen von hohem Auflösungsvermögen nur die von diesen Firmen präparierten Öle verwendet werden. Zedernholzöl wird von alters her für diesen Zweck empfohlen, weil es sich in seiner Lichtbrechung (n etwa 1,515) und in

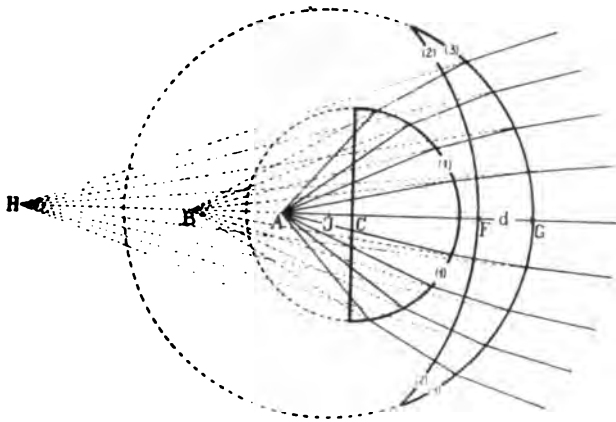


Fig. 263.

seinen Dispersionsverhältnissen dem Crownglas der Frontlinsen anpaßt. Auf diese Weise ist aus dem stark divergenten, von A ausgehenden Strahlenbündel ein weniger divergentes Bündel, das in B seinen Ursprung nimmt, geworden. Bringt man nun hinter der Halbkugel eine konkav-konvexe Linse in Form eines sog. Meniskus an, dessen erste der Halbkugel zugewandte Krümmung [(2) in Fig. 263] ihren Mittelpunkt in B hat, so findet an dieser Fläche für die aus der Halbkugel (1) austretenden Strahlen senkrechte Inzidenz und also keine Ablenkung statt. Die Strahlen treten in den Meniskus ein, wie wenn links von der Fläche (2) alles aus Glas bestände. Diese in Fig. 263 im Querschnitt mondformig gezeichnete Linse wirkt zunächst wie eine kugelförmige Glasmasse mit dem Zentrum in B . Wählt man aber passende Größen einerseits für den Abstand zwischen Halbkugel und Meniskus und damit auch für den Radius $BF = r_2$, sowie andererseits für die Dicke $FG = d$ dieses Meniskus, so ist der Radius

$r_3 = JG$ von dessen äußerer Fläche (3) folgendermaßen zu finden: Für diese Fläche (3) übernimmt der Punkt B die Rolle des Punktes A im ersten Fall und es ist daher

$$BG = r_2 + d = \frac{r_3}{n} + r_3 = r_3 \frac{n+1}{n}, \text{ oder } r_3 = \frac{n(r_2 + d)}{n+1}.$$

Durch die beiden Gläser — Kugel und konkav-konvexe Linse — werden die von einem Punkt A unter sehr großen Winkeln ausgehenden Strahlen auf einen Bildpunkt H zurückgeführt, der durch weitere konkav-konvexe Linsen immer weiter hinausgeschoben werden kann, sodaß die austretenden Strahlen schließlich nur einen kleinen Öffnungswinkel haben und sich der Gaußschen Bedingung der kleinen Aperturen nähern. Auch bei Trockensystemen findet das Amicische Prinzip Anwendung (Fig. 264).

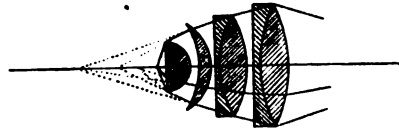


Fig. 264.

Hier fallen die vom Objekt in Luft ausgehenden, in die Halbkugel eintretenden Strahlen so auf deren gekrümmte Fläche, als wenn sie von einem weiter entfernten Punkt kämen. Das Amicische Prinzip erlaubt also einen Punkt aberrationsfrei, nicht aber ein auf der Achse senkrecht stehendes Flächenstück scharf und unverzerrt abzubilden, denn für Punkte, die über oder unter A (Fig. 262 und 263) liegen, ist der Strahlenverlauf etwas anders. Immerhin kann man bei kleineren Objekten — und um solche handelt es sich ja hier — eine wesentliche Verbesserung der Bilder erreichen und zu dem gelangen, was Abbe aplanatische Systeme nennt.

Zu diesem Aplanatismus ist allerdings noch die Aufhebung eines zweiten Fehlers erforderlich, auf den wir nun eingehen.

b) Die **zonare** sphärische Aberration und die hiermit in Zusammenhang stehende Verwaschenheit der Abbildung, die man als Komabildung bezeichnet, erklärt sich folgendermaßen. Fig. 265 zeigt den Strahlengang durch eine Glaslinse, wie er in Wirklichkeit durch Ablenkung der einzelnen Strahlen an der Vorder- und Hinterseite stattfindet. Die Vor- und Rückwärtsverlängerung der ein- und austretenden Strahlen führt zu einer in den Punkten D_0, D_1, D_2, D_3 erkennbaren Fläche. Die Abstände $D_0F_0, D_1F_1, D_2F_2, D_3F_3$ sind verschieden, auch wenn die zentrale sphärische Aberration aufgehoben sein sollte und die Punkte F_0, F_1, F_2, F_3 zusammenfielen. Diese Entfernungen werden nur dann gleich groß, wenn die Fläche D_0, D_1, D_2, D_3 eine sphärische Form hat mit dem Mittelpunkt in F_0 . In diesem Fall ist die Brennweite für zentrale Teile und für

zentrale Strahlen, also $D_0 F_0$, so groß wie für peripherische, also $D_3 F_3$ (F mit F_3 zusammenfallend), und nur in diesem Fall gibt das Zentrum der Linse dieselbe Vergrößerung wie der Rand. Bei einer Linse, die aus einem Glasstück besteht, kann nicht gleichzeitig die zentrale und die peripherische Aberration korrigiert werden, weil sich die Bedingungen widersprechen. Dagegen ist es möglich, bei einem aus zwei Glassorten bestehenden achromatischen Linsensatz die Gläser und ihre Radien so zu wählen, daß beide Aberrationen nahezu aufgehoben werden. Linsen dieser Art heißen *aplanatisch*, und die Bedingung die für ihren Strahlengang erfüllt werden muß, ist die Abbesche Sinusbedingung. Sie lautet: Ist S ein von einem Punkte P des Objektes ausgehender Strahl, und S' der aus ihm durch Brechung in dem optischen System hervorgehende Bildstrahl, sind V und V' die Winkel, die diese beiden Strahlen mit der optischen Achse

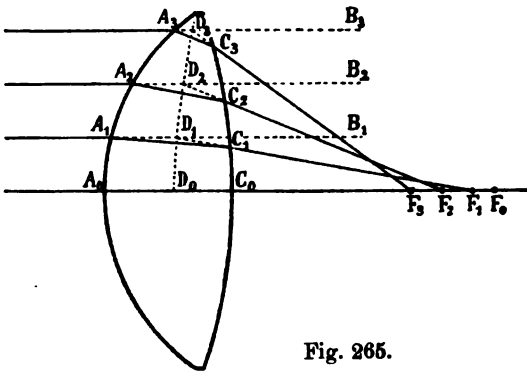


Fig. 265.

bilden, sind ferner y und y' die entsprechenden Längen von Objekt und Bild, endlich n und n' die Brechungsindizes im Objektraum und Bildraum, so ist bei aplanatischer Abbildung

$$\frac{\sin V}{\sin V'} = \frac{n' y'}{n y}. \tag{1}$$

Bei Immersionssystemen sind n und n' verschieden, bei Trockensystemen sind diese Größen einander gleich. Die Linearvergrößerung ist

$$v = \frac{y'}{y}. \tag{2}$$

Beide Gleichungen (1) und (2) vereinigen sich zu

$$v = \frac{n \sin V}{n' \sin V'}. \tag{3}$$

Der Beweis für die richtige Abbildung bei Einhaltung der Sinusbedingung ist auf sehr verschiedene Art erbracht worden. Abbes

Gedankengänge sind von 1873 an veröffentlicht worden¹⁾ und beruhen auf einer geometrischen Analyse des Strahlenganges. Man kann aber auch auf den zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie zurückgreifen und auf diese Weise die Sinusbedingung auf energetischer Grundlage ableiten²⁾, indem man sich vorstellt, daß die von einem Flächenelement ausstrahlende Energie auf ein anderes Flächenelement restlos übertragen wird. Man kann ferner, wie dies von andern Forschern geschehen ist, den Satz vom ausgezeichneten Lichtweg heranziehen, worauf J. Hockin seinen Beweis gründet³⁾. Schließlich kann man wie H. v. Helmholtz⁴⁾ photometrische Betrachtungen heranziehen und ausgehen von der Gleichung

$$J = \pi k \varphi \sin^2 V,$$

wo J die Lichtmenge bedeutet, die von der endlichen Fläche φ innerhalb eines Kegels von der halben Öffnung V ausgestrahlt wird, und wo πk die spezifische Lichtintensität ist, d. h. die Lichtmenge, die von der Flächeneinheit der leuchtenden Fläche senkrecht zu ihrer Oberfläche ausgeht.

Betrachtet man zuerst eine sehr kleine Fläche p , deren Dimension nahezu punktförmig aber doch nicht unendlich klein sein möge, so soll ihre Leuchtkraft durch die Beleuchtung der Einheitsfläche (1 qcm) auf der Einheitskugel (von 1 cm Radius), in deren Zentrum p liegt, gemessen werden. Diese Beleuchtungsstärke sei k . Ein Teil dS der Einheitsfläche empfängt dann in der Entfernung 1 die Beleuchtung $k dS$ und in der Entfernung r die Beleuchtung $k dS / r^2$ und, wenn dS unter dem Winkel θ gegen die Kegellachse geneigt ist, eine Beleuchtung dl von folgendem Wert:

$$dl = \frac{k \cdot dS \cdot \cos \theta}{r^2}$$

Der zu dS gehörende schmale Lichtkegel schneidet auf der Einheitskugel die kleine Fläche dV aus, dann ist

$$dV = \frac{dS \cdot \cos \theta}{r^2}$$

und

$$dl = k dV.$$

¹⁾ Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung. M. Schultzes Archiv für mikroskopische Anatomie 9. 1873. 413—468; E. Abbes Gesammelte Abh. I. 1904. 52; s. ferner „Über die Bedingungen des Aplanatismus der Linsensysteme“. Sitz.-Ber. Jenaische Ges. f. Med. u. Naturw. 1879. 129—142; Ges. Abh. I. 1904. 213—226. Ferner S. Czapski, Theorie der opt. Instrumente. 2. Aufl. 1904. 123 ff., wo auch andere Beweise zu finden sind, die auf E. Abbe zurückgehen.

²⁾ R. Clausius, Mechanische Wärmetheorie. 3. Aufl. 1881. I. 315.

³⁾ Journ. Roy. Microsc. Soc. 4. 1884. 337; s. a. P. Drude, Lehrb. d. Optik. 3. Aufl. 1912. 9 u. 55—59.

⁴⁾ Pogg. Ann. Jubelband 1874. 557—584; s. a. Drude, Lehrbuch d. Optik. 3. Aufl. 1912. 77 und 498.

Durch Integration dieser Differentialgleichung kommen wir endlich zur Lichtmenge (in dem ganzen Kegel von der Öffnung $2V$)

$$J = 2\pi\varphi k \int_0^V V \sin V \cos V dV.$$

Das Integral hat den Wert $\frac{1}{2} \sin^2 V$ und daher ist

$$J = \pi k \varphi \sin^2 V. \quad (5)$$

Nachdem einmal dieser Ausdruck für die von einer Fläche φ innerhalb der Öffnung $2V$ ausgestrahlte Lichtmenge J erhalten ist, kann die für eine exakte Abbildung erforderliche Sinusbedingung sehr einfach abgeleitet werden. Man stelle sich vor, das Linsensystem habe schon die erstrebenswerten Eigenschaften, daß es von einer endlichen Fläche φ , die senkrecht zur Achse liegt, ein Bild φ' erzeugt und daß hierbei alle vom Objekt φ ausgesandten Strahlen nach dem Bild φ' wandern. Die von jedem Punkt des Objekts φ auf die Linse auffallenden Strahlen mögen eine Öffnung $2V$ und die auf dem Bild φ' gesammelten Strahlen die Öffnung $2V'$ haben. Sieht man nun von einer Absorption des Lichtes durch die Linse ab, so muß unter der Voraussetzung gleicher Medien auf beiden Seiten der Linse nach Gleichung (5) folgende Bedingung erfüllt sein

$$\begin{aligned} \pi k \varphi \sin^2 V &= \pi k \varphi' \sin^2 V' \quad \text{oder} \\ \varphi \sin^2 V &= \varphi' \sin^2 V'. \end{aligned} \quad (6)$$

Bedenkt man nun, daß die Flächen φ' und φ im Verhältnis der Flächenvergrößerung v^2 zueinander stehen, daß also

$$\frac{\varphi'}{\varphi} = v^2 \quad (7)$$

ist, so drückt sich aus (6) und (7) für ein Linsensystem in Luft die sog. Sinusbedingung folgendermaßen aus:

$$v = \frac{\sin V}{\sin V'}, \quad (8)$$

eine Formel, die sich bei Verschiedenheit der Lichtbrechung im Objekt-raum (n) und im Bildraum (n') zur Formel (3) S. 295 erweitert.

c) Der Astigmatismus oder die nicht punktförmige Abbildung zeigt sich bei einfachen Linsen an allen weit von der optischen Achse abstehenden Objektpunkten in Gestalt von zwei Linienstücken, die sich in senkrecht zueinander liegenden Ebenen befinden. Aber nicht nur einfache Linsen, auch jene Linsensätze, die für zentrale Aberration korrigiert sind und die Sinusbedingung erfüllen, müssen nicht notwendig ein schiefes Strahlenbüschel, das von einem Punkt ausgeht, wieder in einem Punkt vereinigen, sondern können auch im allgemeinen die Vereinigung in zwei Linien bewirken. Um ihre Lage räumlich zu fixieren, möge der seitlich

gelegene Objektpunkt mit dem Mittelpunkt der Linse verbunden und durch diese Gerade und die Linsenachse eine Ebene gelegt werden. Nennt man dann diese Ebene den Hauptschnitt, so liegt bei Sammellinsen die nähere von den beiden astigmatischen Linsen im Hauptschnitt, die andere senkrecht dazu. In Fig. 267, die auf eine von F. E. Wright gebrachte Zeichnung von H. Kellner zurückgeht¹⁾, sind diese Linienstücke in S_1S_2 und T_1T_2 gezeichnet. Man kann hier sehen, daß bei zentralen Strahlen ein Objektpunkt O_0 im Punkt O_0' abgebildet wird, während bei schiefen Strahlenbündeln ein Objektpunkt O_1 sich in zwei Linienstücke

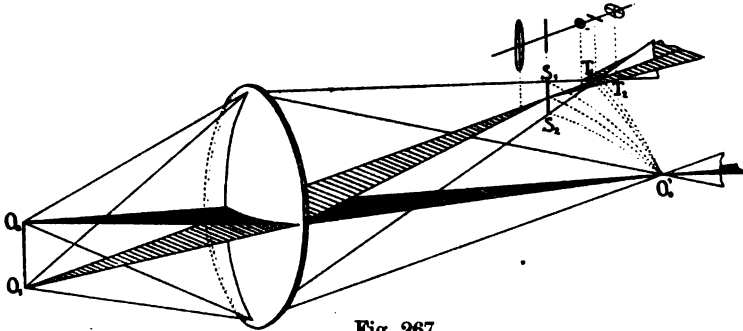


Fig. 267.

S_1S_2 und T_1T_2 auflöst. Das ganze Objekt O_0O_1 wird infolge dieses Astigmatismus in zwei flächenhafte Gebilde $O_0'S_1S_2$ und $O_0'T_1T_2$ aufgelöst. Linsenkombinationen, die von diesem Fehler mehr oder weniger befreit sind, nennt man anastigmatisch.

d) Die Krümmung der Bildebene ist eine weitere Störung, die in den Mikroskopbildern dadurch zutage tritt, daß Mitte und Rand verschieden scharf erscheinen, und daß man also für diese Teile des Gesichtsfeldes das Mikroskop verschieden einstellen muß. Dieser Mangel hat, wenn er nicht groß ist, bei subjektiver Beobachtung weniger zu bedeuten, als bei photographischen Aufnahmen.

e) Die Verzeichnung des Bildes (Distorsion oder Anorthoskopie) in seiner senkrecht zur Achse liegenden Ebene ist die letzte Störung, die sich besonders bei Mikroskopen älterer Konstruktion zuweilen bemerkbar macht. Sie besteht in einer Verschiedenheit der Vergrößerung in der Mitte des Gesichtsfeldes und am Rande. Sie läßt sich am besten mit einem in $\frac{1}{10}$ mm geteilten und quadrierten Möllerschen Objektmikrometer nachweisen, das bei Orthoskopie d. h. bei keiner Verzeichnung so im Bild erscheinen soll, wie in Fig. 268, während bei stärkerer Randvergrößerung die „Kissenform“ der Fig. 269 und bei schwächerer Randvergrößerung die „Tonnenform“ der Fig. 270 entsteht. Verzerrungen in

¹⁾ Methods of Petrogr.-Microsc. Research, Carneg. Inst. Wash. Publ. 158. 1911. S. 29.

dem Ausmaß der beiden letzten Figuren kommen übrigens selten vor und sind dann in der Hauptsache den Okularen zur Last zu legen.

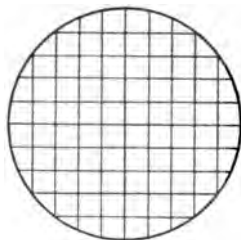


Fig. 268.

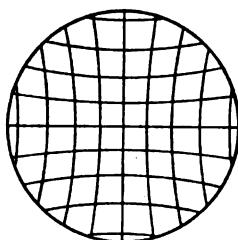


Fig. 269.

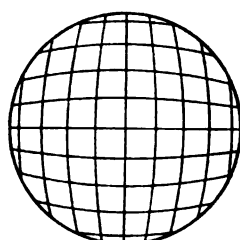


Fig. 270.

95. Chromatische Abweichung. Bei allen bisherigen Betrachtungen wurde immer die Beleuchtung mit einfarbigem Licht angenommen, so daß für die betreffende Glasart nur ein einziger Brechungsindex in Betracht kam. Da nun in den meisten Fällen weißes Licht angewandt wird, macht sich die Farbenzerstreuung bald störend bemerkbar; denn auch bei Sammellinsen von kleiner Öffnung wird man wahrnehmen, daß der Brennpunkt für blaues Licht der Linse näher liegt als für rotes Licht, und ebenso

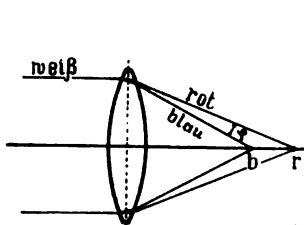


Fig. 271.

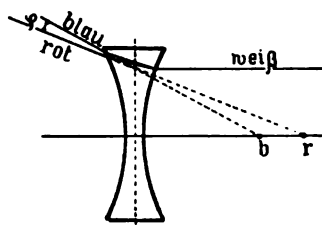


Fig. 272.

bei einer Zerstreuungslinse bezüglich des virtuellen Brennpunktes (Fig. 271 und 272). Der Einfall des weißen Lichtes erfolge bei der Konkavlinse in Fig. 272 von rechts, damit die beiden Zerstreuungen besser verglichen werden können. Will man ein Linsensystem konstruieren, das für rotes und blaues Licht gleiche Brennweite hat, so kann man zuerst daran denken, die beiden in Fig. 271 und 272 abgebildeten Linsen zu vereinigen. In der Tat wird durch eine solche Kombination von zwei dünnen Linsen ein von links einfallender weißer Lichtstrahl auch rechts als weißer Lichtstrahl austreten, wenn die beiden Linsen aus demselben Glas bestehen und gleiche Brennweite mit umgekehrtem Vorzeichen haben. In diesem Fall besteht aber überhaupt keine Linsenwirkung mehr, da die Konkavlinse die Wirkung der Konvexlinse in allen Teilen aufhebt. Wählt man aber Gläser von verschiedener Lichtbrechung und verschiedener Dispersion und vereinigt also eine konvexe Crown Glaslinse mit einer konkaven Flintglas-

linse, so ist die Möglichkeit der Herstellung achromatischer Systeme gegeben. Zu Newtons Zeiten überschaute man diese Verhältnisse noch nicht, was bekanntlich die Reflektoren gegenüber den Refraktoren bevorzugen ließ, bis es John Dolland 1758¹⁾ gelang, achromatische Linsen nach dem angedeuteten Prinzip herzustellen.

Aus den Figuren 271 und 272 ersieht man, daß die Dispersion der Konvexlinse durch die Dispersion der Konkavlinse aufgehoben werden muß. Bezeichnet man nun den Dispersionswinkel der zu achromatisierenden Strahlen mit φ , also $v - \varrho = \varphi$ in Fig. 273, so läßt sich für diese Größe folgende einfache Beziehung aufstellen. Die Brennweite der Sammellinse

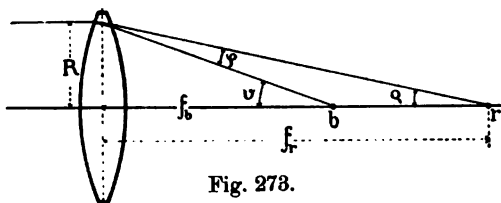


Fig. 273.

für rotes Licht sei f_r , die für blaues Licht f_b ; die zugehörigen Winkel der dispergierten Strahlen seien ϱ und v . Es ist dann nach Fig. 273

$$\operatorname{tg} \varrho = \frac{R}{f_r}; \quad \operatorname{tg} v = \frac{R}{f_b}; \quad v - \varrho = \varphi.$$

Da nun immer

$$\operatorname{tg}(v - \varrho) = \frac{\operatorname{tg} v - \operatorname{tg} \varrho}{1 + \operatorname{tg} v \operatorname{tg} \varrho}$$

gesetzt und bei kleinem Winkel das Produkt $\operatorname{tg} v \operatorname{tg} \varrho$ gegen 1 vernachlässigt werden kann, so ist näherungsweise

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg}(v - \varrho) = \operatorname{tg} v - \operatorname{tg} \varrho = R \frac{f_r - f_b}{f_r f_b},$$

woraus mit Hilfe von Formel (9) S. 267 beispielsweise für eine symmetrische, dünne Linse ($r_1 = r_2 = r$) und für Licht der Fraunhofer'schen Linien C und F folgt

$$\operatorname{tg} \varphi = 2R \frac{n_F - n_C}{r}.$$

Bezeichnet man nun die betreffenden Werte

bei der Konvexlinse mit φ' , r' , n'_C , n'_F , R ,

bei der Konkavlinse mit φ'' , r'' , n''_C , n''_F , R ,

so muß für den Fall der Achromasie durch beide Linsen sein

$$\operatorname{tg} \varphi' = \operatorname{tg} \varphi'' = 2R \frac{n'_F - n'_C}{r'} = 2R \frac{n''_F - n''_C}{r''} \quad \text{oder} \quad \frac{r'}{r''} = \frac{n'_F - n'_C}{n''_F - n''_C}. \quad (1)$$

¹⁾ Phil. Trans. 50. II. 1758. 733—743.

Die Radien der symmetrisch gebauten Linsen verhalten sich also bei einem achromatischen Objektiv wie die Dispersionen der Gläser. Setzt man jetzt die Brennweiten ein, die für Licht von mittlerer Brechung (D-Licht) mit f'_D und f''_D bezeichnet werden mögen, so ist für unsern Fall der symmetrischen, dünnen Linsen nach Formel (9) S. 267

$$f'_D = \frac{r'}{2(n'_D - 1)}; \quad f''_D = \frac{r''}{2(n''_D - 1)}, \quad (2)$$

oder unter Berücksichtigung von (1)

$$\frac{f''_D}{f'_D} = \frac{(n''_F - n''_C)(n'_D - 1)}{(n'_F - n'_C)(n''_D - 1)}. \quad (3)$$

Die rechte Seite ist nach S. 59 der Quotient aus den relativen Dispersionen der beiden Gläser oder

$$\frac{f''_D}{f'_D} = \frac{n''_F - n''_C}{n''_D - 1} \cdot \frac{n'_D - 1}{n'_F - n'_C} = \frac{\nu'}{\nu''}.$$

Für einige Fraunhofersche Gläser lauten die Werte für die Brechungsindizes und für die relativen Dispersionen:

	n_C	n_D	n_F	$n_F - n_C$	ν
1. Crownglas Nr. 13	1,5253	1,5280	1,5343	0,0090	58,67
2. Crownglas Ltr. M	1,5559	1,5591	1,5667	0,0108	51,77
3. Flintglas Nr. 3	1,6038	1,6085	1,6200	0,0162	37,56
4. Flintglas Nr. 13	1,6297	1,6350	1,6483	0,0186	34,14

Hieraus berechnen sich für einige achromatische Kombinationen folgende Verhältnisse der Brennweiten von Konkav- und Konvexlinsen.

Verhältnis der Brennweite f''_D von Konkavlinsen und f'_D von Konvexlinsen bei Kombination der Gläser

1 und 3	1 und 4	2 und 3	2 und 4
$f''_D : f'_D = 1,56$	1,72	1,38	1,52

Die negative Brennweite der Flintglas-Zerstreuungslinse muß bei diesen Gläsern also etwa 1,38 bis 1,72mal größer sein als die positive Brennweite der Crownglas-Sammellinse. Ihre Krümmungsradien brauchen nicht notwendig die gleichen zu sein, da man nach Formel (9) S. 267 dieselbe Brennweite für Linsen sehr verschiedener Krümmung erhalten kann. Man ist also in der Lage, unter Berücksichtigung dieser Formel (9) und der Überlegungen über Verringerung der sphärischen Aberration auf S. 290 auch die achromatischen Linsen noch sphärisch zu verbessern, ohne ihre Achromasie zu stören, wozu bei zweiteiligen Objektiven vier variable Radien zur Verfügung stehen.

Zunächst gelingt es nur für zwei Farben, eine Linse achromatisch herzustellen, wie dies soeben für das Licht der Fraunhoferschen Linien C und F angegeben wurde. Damit ist aber noch nicht die Achromasie für andere Farben verbunden, denn die Verteilung der Farben in den Spektren verschiedener Gläser ist in den verschiedenen Spektralbezirken nicht gleichmäßig. Hiermit hängt die Erscheinung zusammen, daß die Bilder von Linsen, die für zwei Farben achromatisiert sind, noch schwache Farbensäume zeigen, was man als die Erscheinung des sog. sekundären Spektrums bezeichnet. Die Beseitigung dieses sekundären Spektrums durch apochromatische Systeme wird in Paragraph 101 berührt.

Außer dem eben beschrifteten Weg zur Herstellung achromatischer Doppellinsen durch die Kombination einer Crownglas-Sammellinse mit einer Flintglas-Zerstreuungslinse gibt es noch ein anderes davon wesentlich verschiedenes Verfahren, bei dem man zwei Sammellinsen derselben Glassorte kombiniert, indem man sie in einen ganz bestimmten Abstand voneinander bringt. Über das Maß dieses Abstandes gibt die folgende Überlegung Aufschluß.

Die Formel (16) S. 270 drückt die Gesamtbrennweite F zweier dünner Linsen durch die Einzelbrennweiten f' und f'' und ihren Abstand D aus.

$$F = \frac{f' f''}{f' + f'' - D} \quad \text{oder} \quad \frac{1}{F} = \frac{1}{f'} + \frac{1}{f''} - \frac{D}{f' f''}.$$

Führt man nun folgende Bezeichnung für die Brennweiten für rotes und blaues Licht und zwar für die einzelnen Linsen und für ihre Kombination ein

$$f'_C, f'_F; f''_C, f''_F; F_C, F_F.$$

so ist die Bedingung für die Achromasie:

$$\frac{1}{F_C} = \frac{1}{F_F}.$$

Bringt man ferner die Formel (9) S. 267 in die Form

$$\frac{1}{f'_C} = (n'_C - 1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right); \quad \frac{1}{f'_F} = (n'_F - 1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right);$$

$$\frac{1}{f''_C} = (n''_C - 1) \left(\frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4} \right); \quad \frac{1}{f''_F} = (n''_F - 1) \left(\frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4} \right),$$

wo r_1, r_2, r_3, r_4 die Radien der beiden Linsen und n'_C, n'_F sowie n''_C, n''_F die Brechungsindizes der beiden Glassorten sind, und setzt man zur Abkürzung

$$\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} = R'; \quad \frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4} = R'',$$

so ist

$$(n'_C - 1) R' + (n''_C - 1) R'' - D (n'_C - 1) (n''_C - 1) R' R'' =$$

$$(n'_F - 1) R' + (n''_F - 1) R'' - D (n'_F - 1) (n''_F - 1) R' R'';$$

oder

$$(n'_F - n'_C) R' + (n''_F - n''_C) R'' - D R' R'' (n'_F n''_F - n'_C n''_C - n'_F + n'_C - n''_F + n''_C) = 0. \quad (1)$$

Nun gilt für mittlere Brechung, also etwa für D-Licht nach Formel (9) S. 267 wieder

$$\frac{1}{f'_D} = (n'_D - 1) R' : \quad \frac{1}{f''_D} = (n''_D - 1) R''.$$

Setzt man hieraus die Werte für R' und R'' in (1) ein, so folgt:

$$\frac{n'_F - n'_C}{f'_D (n'_D - 1)} + \frac{n''_F - n''_C}{f''_D (n''_D - 1)} - \frac{D}{f'_D \cdot f''_D (n'_D - 1) (n''_D - 1)} \cdot (n'_F n''_F - n'_C n''_C - n'_F + n'_C - n''_F + n''_C) = 0.$$

Addiert und subtrahiert man in der letzten Klammer.

$$n'_D n''_F + n''_D n'_F + n'_D n''_C + n''_D n'_C + n'_D n''_D$$

und führt die kurze Bezeichnung für die relative Dispersion (s. S. 59) ein, so erhält man:

$$\frac{1}{f'_D \cdot \nu'} + \frac{1}{f''_D \cdot \nu''} - \frac{D}{f'_D \cdot f''_D} \times \frac{(n''_F - n'_D)(n'_F - n'_D) - (n''_C - n''_D)(n'_C - n'_D) + (n'_F - n'_C)(n''_D - 1) + (n''_F - n''_C)(n'_D - 1)}{(n'_D - 1)(n''_D - 1)} = 0.$$

Der erste Teil des langen Zählers, nämlich

$$(n''_F - n'_D)(n'_F - n'_D) - (n''_C - n''_D)(n'_C - n'_D),$$

ist eine sehr kleine Größe, die genau gleich Null wird, wenn die mittleren Brechungsindizes n'_D und n''_D gerade in der Mitte zwischen n'_C und n'_F resp. n''_C und n''_F angenommen werden und die Spektren der beiden Gläser genau proportional gebaut sind. Diese Größe kann also vernachlässigt werden, sodaß man schließlich für die Achromasie zweier im Abstand D befindlichen Linsen folgende Bedingung erhält:

$$\frac{1}{f'_D \cdot \nu'} + \frac{1}{f''_D \cdot \nu''} - \frac{D}{f'_D f''_D} \left(\frac{1}{\nu'} + \frac{1}{\nu''} \right) = 0.$$

Hier ist die einzige Unbekannte die Größe D , für die man erhält:

$$D = \frac{f'_D \cdot \nu' + f''_D \cdot \nu''}{\nu' + \nu''}. \quad (2)$$

Bestehen nun die beiden Linsen aus der gleichen Glassorte, sodaß also die relative Dispersion bei beiden dieselbe und demnach $\nu' = \nu''$ ist, so bilden sie in der Entfernung

$$D = \frac{f'_D + f''_D}{2}$$

in bezug auf die Brennweite, aber nicht genau in bezug auf andere Bildweiten, ein achromatisches System.

Aus Fig. 274 kann man sich auch ohne Rechnung eine Vorstellung machen, wie durch eine derartige Kombination die Farbenzerstreuung vermindert wird. Ein Strahl auf die erste Linse auffallenden weißen Lichtes w wird spektral zerlegt; der stärker gebrochene violette Teil v trifft die zweite Linse mehr nach der Mitte zu und wird daher weniger stark abgelenkt als der peripherisch auffallende rote Teil r , sodaß nach

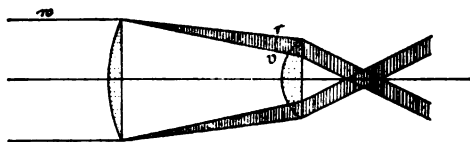


Fig. 274.

dem Durchgang durch die zweite Linse beide Strahlen etwa parallel austreten.

Diese Verhältnisse werden bei den aus zwei Linsen bestehenden Okularen oft in der Weise verwertet, daß man absichtlich durch Änderung der Größe D eine chromatische Unterkorrektion (wie in Fig. 271) oder auch eine Überkorrektion beibehält, um etwaige umgekehrt liegende Fehler der Objektive zu kompensieren.

Fünfte Abteilung.

Die optischen Instrumente.

Erstes Kapitel.

Die Lupe und ihre Anwendung.

96. Strahlengang in der Lupe. Die Lupe oder das „einfache Mikroskop“ besteht aus einer Sammellinse, die von einem innerhalb ihrer Brennweite liegenden Objekt ein vergrößertes virtuelles Bild entwirft. Zum Verständnis dieser Wirkung stelle man sich einen Gegenstand vor, der anfangs weit entfernt liegt und der bei seinem Näherrücken an scheinbarer Größe zunimmt. Bei diesem Vergrößerungsprozeß wird der Gegenstand so lange deutlich gesehen, als die Akkommodationsfähigkeit des Auges dies zuläßt. Bei weiterer Annäherung wird aber alles verwaschen und bald ganz unerkennbar, wenn man nicht zwischen Objekt und Auge eine Linse einschaltet, die so liegt, daß sie von dem Objekt ein virtuelles Bild und zwar innerhalb des Akkommodationsbereiches entwirft. Der Strahlengang stellt

sich dabei nach dem Vorbild der Fig. 218 S. 261 so dar, wie er in Fig. 275 gezeichnet ist. Die Bikonvexlinse hat hier ihre Brennpunkte in F_1 und F_2 , der Gegenstand liegt innerhalb der Brennweite bei p . Ein Punkt P sendet die drei charakteristischen Strahlen I, II, III (s. S. 259) aus, die nach dem Durchgang durch die Linse die Richtung I', II', III' annehmen und bei gehöriger Rückwärtsverlängerung zum Punkt P_1 des virtuellen Bildes führen. Man muß nun Objekt, Linse und Auge in eine solche Lage zueinander bringen, daß das virtuelle Bild von dem betreffenden Auge ohne Anstrengung (vgl. § 103 S. 360) deutlich gesehen wird und bei einem normalen Auge in 25 cm von ihm entfernt liegt. Da das Bild auf der Seite des einfallenden Lichtes liegt, also auf derselben Seite wie der Gegenstand, so wäre die Bildweite B mit negativem Wert in die

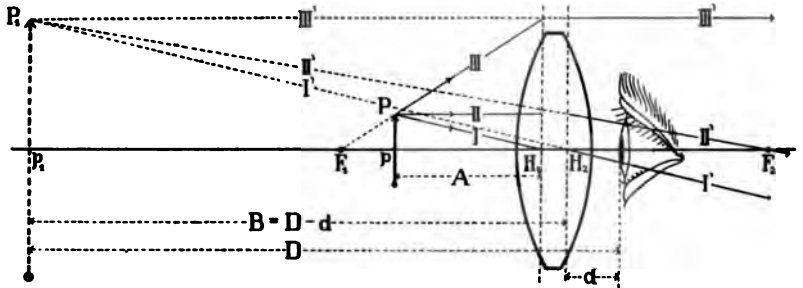


Fig. 275.

Fundamentalformel (10) S. 268 einzusetzen (s. auch S. 267). Man rechnet aber bei einer Lupe viel bequemer, wenn man die Vorzeichenänderung gleich bei der Fundamentalformel vornimmt und daher schreibt

$$\frac{1}{A} - \frac{1}{B} = \frac{1}{F}. \quad (1)$$

In diese für die Lupe passende Fundamentalformel kann man dann Objekt-, Bild- und Brennweite einfach mit ihren absoluten Beträgen einsetzen, was manche Verwechslung vermeiden läßt. Nennt man das Verhältnis von Bildgröße zu Objektgröße, nämlich die durch die Lupe erreichte Vergrößerung v , so ist bei der Ähnlichkeit der Dreiecke $H_1 p P_1$ und $H_2 p_1 P_1$ und der sonstigen Bezeichnung in Fig. 275:

$$v = \frac{B}{A}. \quad (2)$$

Ferner ist nach der Fundamentalformel für die Lupe auch:

$$\frac{B}{A} = \frac{B}{F} + 1.$$

Setzt man $B = D - d$ ein, wie dies nach Fig. 275 gestattet ist und wo D die deutliche Sehweite, d der Abstand des Auges von dem Hauptpunkt H_2 bedeutet, so folgt:

$$v = -\frac{D-d}{F} + 1 \quad \text{oder} \quad F = \frac{D-d}{v-1}. \quad (3), (4)$$

Die Formel (3) läßt die Vergrößerung aus der gegebenen Brennweite, die Formel (4) umgekehrt die Brennweite aus einer vorgeschriebenen Vergrößerung berechnen.

Will man auch noch die Brennweite einer Lupe bei vorgeschriebenem Abstand (A) des Gegenstandes von der Lupe berechnen, so kann hierzu die etwas geänderte Formel (1) dienen:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{A} - \frac{1}{D-d}; \quad F = \frac{A(D-d)}{D-d-A}. \quad (5)$$

Ist z. B. $A = 70$ mm und liegt das Auge sehr nahe an der Lupe, ist also $d = 0$ anzunehmen, so berechnet sich für ein normales Auge ($D_1 = 250$) die Brennweite F_1 zu 97 mm und für ein kurzsichtiges Auge ($D_2 = 120$) die Brennweite F_2 zu 168 mm. Diese Werte erhält man aus Formel (5), die hier lautet:

$$F_1 = \frac{A \cdot D_1}{D_1 - A}; \quad F_2 = \frac{A \cdot D_2}{D_2 - A}.$$

Für die Vergrößerungen ergibt sich nach Formel (3) und (5)

$$v_1 = \frac{D_1}{F_1} + 1; \quad v_2 = \frac{D_2}{F_2} + 1;$$

$$v_1 = \frac{D_1(D_1 - A)}{A D_1} + 1; \quad v_2 = \frac{D_2(D_2 - A)}{A D_2} + 1;$$

$$v_1 = \frac{D_1}{A}; \quad v_2 = \frac{D_2}{A}.$$

Die Vergrößerungen verhalten sich also wie die deutlichen Sehweiten. Die Lupe von 97 mm Brennweite vergrößert dem normalen Auge den Gegenstand 3,571mal, während die andere Lupe von 168 mm Brennweite für das kurzsichtige Auge nur eine 1,714fache Vergrößerung hervorbringt. Dennoch sehen beide Augen den Gegenstand scheinbar gleich groß, denn das kurzsichtige Auge hat ja sein virtuelles Bild, wenn es von ihm scharf gesehen wird, $^{250}/_{120}$ mal näher liegen. Rückt dieses Bild auf 250 mm hinaus, so erscheint es zwar etwas unscharf, aber auch in $1,714 \times ^{250}/_{120} = 3,571$ maliger Vergrößerung.

Der Wert für v in (3) wird ein Maximum, wenn d ein Minimum wird oder wenn die Lupe möglichst dicht an das Auge gehalten wird. Will man also die vergrößernde Kraft der Lupe voll ausnützen, so muß man

den Abstand zwischen Lupe und Auge möglichst klein, den zwischen Lupe und Objekt aber möglichst groß machen, nicht umgekehrt, wie das häufig geschieht.

Über die hier auftretenden Strahlengänge geben die Figuren 276 und 277 Aufschluß¹⁾.

Es sei

	Auge nahe an der Lupe	Auge fern von der Lupe
D die deutliche Sehweite	250 mm	250 mm
d der Abstand des Auges von der Linse .	10 „	150 „
A der Abstand des Objektes von der Linse	60 „	44,4 „
B der Abstand des Bildes von der Linse .	240 „	100 „
F die Äquivalentbrennweite der Linse . .	80 „	80 „

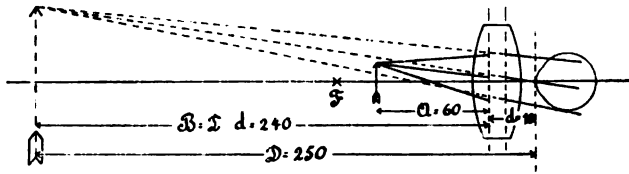


Fig. 276.

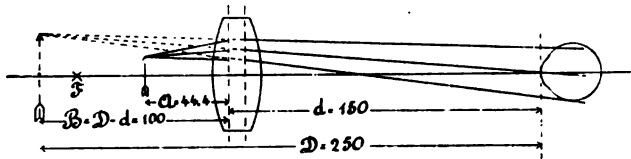


Fig. 277.

Für die in den beiden obigen Figuren in $\frac{1}{4}$ der wirklichen Größe abgebildeten Verhältnisse erhält man nach der Formel (3) in der Tat für v bei Augennähe eine 4fache und bei Augenferne nur eine $2\frac{1}{4}$ fache Vergrößerung. Es können aber Verhältnisse eintreten, bei denen eine große Entfernung der Lupe vom Auge notwendig wird. Hierüber siehe später bei La s p e y r e s s e r s c h e r Lupe.

Man wird bemerkt haben, daß die obige Formel (3) von der üblichen Regel zur Berechnung einer Lupenvergrößerung abweicht, denn man findet meistens die Angabe, die Vergrößerung v sei einfach als das Verhältnis

¹⁾ Diese beiden Figuren der früheren Auflage sind dahin zu verbessern, daß die Strecken $B = D - d$ bis zur rechten Hauptebene reichen müssen und die Strecken d auch von dieser und nicht von der linken Hauptebene aus zu messen sind.

der sog. konventionellen Sehweite (250 mm) zur Brennweite der Lupe anzunehmen, es sei also

$$v = \frac{D}{F}, \quad (6)$$

Bei der obigen Betrachtung tritt diese Vergrößerung theoretisch genau ein, wenn das Auge im hinteren Brennpunkt der Lupe liegt, wenn also $d = F$ wird. Die Formel (3) läßt sich nämlich auch schreiben

$$v = \frac{D - d + F}{F},$$

und hier hebt sich bei der Brennpunktstellung des Auges d gegen F auf, sodaß in der Tat die einfache Formel (6) zu Recht besteht. Solche Verhältnisse treten bei starken Lupen umsomehr ein, als das Auge hier in die Nachbarschaft des hinteren Brennpunktes gelegt zu werden pflegt.

Man findet zuweilen die Angabe, daß die Berechnung der Vergrößerung auch noch streng gelte, wenn der Gegenstand im vorderen Brennpunkt der Lupe liege. In diesem Fall spielt sich der Strahlengang wie in Fig. 278 ab. Die Vergrößerung erklärt man auf die Weise, daß man sich den Gegenstand einmal in die deutliche Sehweite des Auges, also in $D = 250$ bei P_2 und dann in den Brennpunkt der Lupe bei P_1 gelegt denkt. Im ersten Fall erscheint das Objekt unter einem Winkel α , für den $\operatorname{tg} \alpha = \frac{P_2}{D}$ ist, während nach der Verschiebung in den Brennpunkt dieser scheinbare Winkel zu α_1 geworden, für den $\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{P_1}{F}$ ist.

Das Verhältnis der Tangenten der beiden Winkel α_1 und α wird als die Vergrößerung definiert. Man erhält auch hier wieder, da $P_1 = P_2$ ist, die Formel (6)

$$v = \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{D}{F}.$$

Bei dieser Überlegung muß man aber nie vergessen, daß viele Augen nicht imstande sind, den Strahlengang, wie er in Fig. 278 gezeichnet ist,

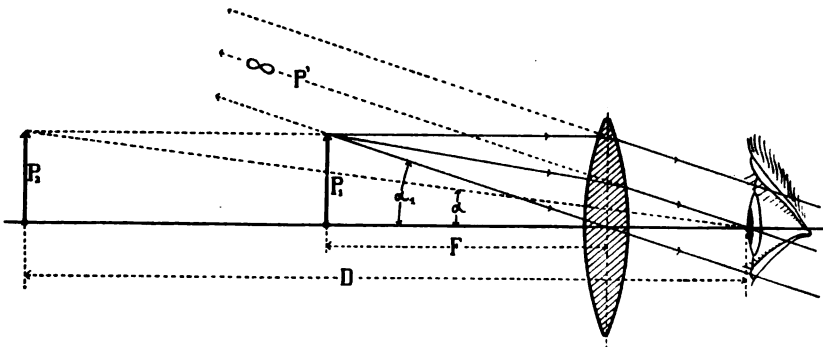


Fig. 278.

scharf aufzunehmen. Es gibt kurzsichtige Beobachter, die nicht gewohnt sind, mit der Brille zu mikroskopieren und die daher niemals das in der Unendlichkeit liegende virtuelle Bild scharf sehen. Solchen Verhältnissen haben die Erbauer von Okularen mit Fadenkreuz dadurch Rechnung getragen, daß sie das Augenglas der Huygensschen Okulare verstellbar gegen das Fadenkreuz einrichteten (s. auch Fig. 332 und zugehörigen Text).

97. Verschiedene Lupen. Bei Vergrößerungen, die das Sechsfache nicht übersteigen, kann man schon mit einer einfachen, bikonvexen Linse ganz leidliche Bilder erhalten, wenn nur die Objekte im Verhältnis zur Brennweite nicht zu groß sind, wie denn z. B. die vielgebrauchten Uhrmacherlupen und die billigen Taschenlupen und Lesegläser aus solchen einfachen Linsen bestehen. Ein Brillenglas von Dioptrie 20 ($F = 50$ mm) läßt die Verzerrung eines Quadrates von 1 cm Seite zur Kissenform (Fig. 269) noch wenig hervortreten. Die sphärische Aberration solcher Linsen von großer Öffnung ist nicht allzu störend, weil die Pupille des Auges den größten Teil aller auffallenden Strahlen ausblendet und zum Bilde vereinigt, wie man der Fig. 275 entnehmen kann. Bei kleinen Lupen hat Brewster diese Aberration durch Verwendung von Substanz mit höherer Lichtbrechung verringert. Er benutzte dazu Granat, Rubin, Saphir und Diamant und bevorzugte, da ihn die Doppelbrechung des Korundes störte, Granat und Diamant. Zur Verbesserung des Strahlenganges schob dann Wollaston eine Blende ein, wie sie bei der kugelförmigen Lupe in Fig. 279 gezeichnet ist. Er zerschnitt die bikonvexe Linse in zwei plankonvexe Linsen, zwischen denen er das Diaphragma anbrachte. Auf diese Weise ging die Achse der wirksamen Strahlenbüschel durch die Zentren der brechenden Kugelflächen, was für das Zustandekommen guter Bilder besonders günstig ist¹⁾.

Brewster füllte später wegen störender Reflexe an den beiden inneren Flächen den Zwischenraum durch eine Flüssigkeit von ähnlicher Brechung wie Glas aus oder schnürte die Kugel bezw. die stark bikonvexe Linse ein, wie in Fig. 280. Coddington nahm aus dieser Brewsterschen Lupe einen achsialen Teil in Form eines Zylinders heraus und schnürte auch diesen noch durch eine tiefe Rille ein (Fig. 281). Zylinderförmige Linsen wandte auch Stanhope an, aber mit etwas verschiedener Krümmung der beiden Sphären (Fig. 282). Die Oberfläche mit größerem Radius steht in etwa dem doppelten Radius der andern Fläche von dieser ab. Solche Vergrößerungsgläser haben oft zu niedlichen Spielereien gedient (Lupen in den Federhaltern u. dgl.), indem sie auf der schwächer gekrümmten Fläche eine Mikrophotographie tragen und diese von der andern Seite betrachten lassen.

¹⁾ Siehe S. Czapski, Grundzüge, 2. Aufl. 1904. S. 71 u. 333.

Der Weg der Verringerung der sphärischen Aberration durch Anwendung mehrerer Linsen (s. S. 290) ist zuerst bei den nach *Fraunhofer* (Fig. 283) und *Wilson* (Fig. 284) benannten Lupen besprochen worden. Auch die aus zwei einfachen Linsen bestehenden *Huygensschen* und *Ramsdenschen* Okulare (s. S. 359 u. 362) gehören hierher und können als Lupen verwendet werden. Bei den *Ramsdenschen* Okularen kann man jede der beiden Linsen dem Auge zukehren, bei den *Huygens-*

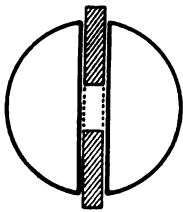


Fig. 279.

Nach Wollaston.

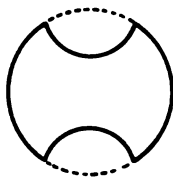


Fig. 280.

Nach Brewster.

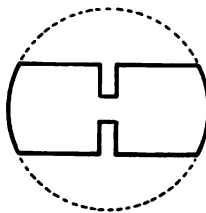


Fig. 281.

Nach Coddington.

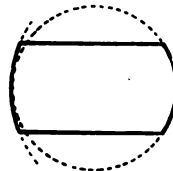


Fig. 282.

Nach Stanhope.

schen Okularen muß man aber nicht wie gewöhnlich am Mikroskop, sondern umgekehrt hineinsehen. Kurzsichtige Augen können ohne Brille nur die stärkeren *Huygensschen* Okulare als Lupen benutzen.

Will man achromatische und aplanatische Bilder erhalten, so muß man zusammengesetzte Lupen konstruieren, unter denen eine sehr gute, wenn nicht die beste auf *Steinheilscher* Berechnung beruht und von den optischen Firmen als verbesserte aplanatische oder *Steinheilsche*



Fig. 283.

Nach Fraunhofer.



Fig. 284.

Nach Wilson.

Lupe erweiterter Konstruktion in den Handel gebracht wird. Bei manchen Typen setzt sich die Lupe aus einer von zwei Flintglasmensiken (konvex-konkaven Linsen) eingeschlossenen Crownglaskugel zusammen (Fig. 285), bei andern ist innen keine Kugel, sondern eine dicke Linse vorhanden, wie bei dem in Fig. 286 abgebildeten *Zeißschen* Modell. Nach *R. S. Heath*¹⁾ sollen die inneren Flächen ungefähr doppelt so stark gekrümmt sein wie die äußeren. Hiernach ist die Zeichnung Fig. 285

¹⁾ Lehrb. d. geometrischen Optik. Deutsche Ausgabe von *R. Kanthack*. Berlin 1894. 278.

entworfen. Im übrigen hat eine solche Lupe, die in ihrer eigentümlichen Form an eine Garnspule erinnert, folgende Grundmaße:

Dicke	24 mm
Freie Öffnung	19 "
Äquivalentbrennweite	24 "
Brennpunkte vor den Glasflächen	13,3 "
Abstand der Hauptebene	3,8 "
Gesichtsfeld	15 "
Augenabstand von der hinteren Hauptebene angenommen zu	30 "
Vergrößerung	10 fach.

Eine andere aus zwei achromatischen Doppellinsen bestehende Lupe mit großem, ebenem und farbenreinem Gesichtsfeld stellt E. Leitz in

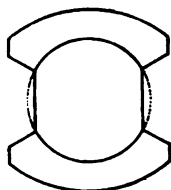


Fig. 285.

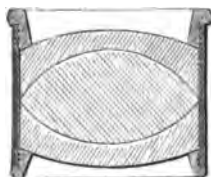


Fig. 286.

Zeißsche aplanatische Lupen nach Steinheil, erweiterte Konstruktionen.

Wetzlar her. Eine solche von 8facher Vergrößerung ist in Fig. 287 abgebildet. Von Linsensätzen, die dem Mikroskopiker jederzeit zur Verfügung stehen und als Lupen sehr gut zu gebrauchen sind, wären auch noch die Objektive der Mikroskope zu nennen.



Fig. 287.

Leitzsche orthoskopische und achromatische Lupe.



Fig. 288.

Zeißsche Verant-Lupe nach v. Rohr.

Anastigmatische und orthoskopische Lupen sind bis jetzt erst einzeln durchkonstruiert worden und zwar nur für schwache Vergrößerungen. Eine Lupe dieser Art wurde von M. v. Rohr berechnet und wird von C. Zeiß unter dem Namen Verant vertrieben (Fig. 288).

Sie werden mit Brennweiten von 7, 9, 11 und 15 cm angefertigt und dienen hauptsächlich zur Betrachtung von Photographien, die mit Objektiven von geringer Brennweite aufgenommen sind. Wendet man hierbei diejenige Lupe an, deren Brennweite dem jedesmaligen Aufnahmeobjektiv am nächsten liegt, so erhält man ein perspektivisch richtiges Bild und den natürlichsten Eindruck.

Gleichzeitig für beide Augen ist die binokulare Lupe von Zeiß zu benutzen (Fig. 289 a u. b). Sie besteht aus den beiden Linsen L_r und L_l und

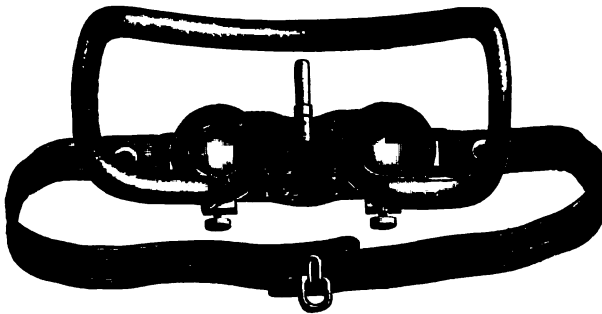


Fig. 289 a.

Zeissche binokulare Lupe
mit Stirnbügel und Band
zum Umschnallen.

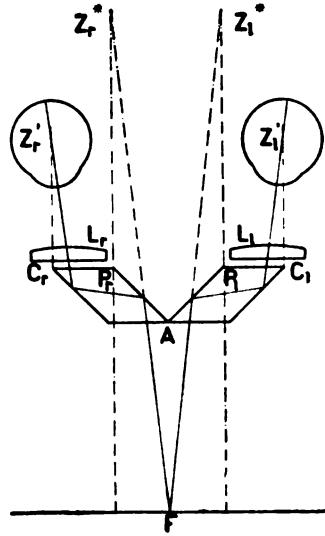


Fig. 289 b.

Strahlengang in der Zeisschen binokularen Lupe.

den beiden rhombischen Spiegelprismen P_r und P_l . Das Objekt liegt in F . Z_r' und Z_l' sind die Drehpunkte der Augen. Die von Z_r^* und Z_l^* ausgehenden gestrichelten Parallelen stellen die Richtungen der beiden Linsenachsen im Objektraum dar. Über Brennweite, Vergrößerung und freien Objektabstand gibt nachfolgende Tabelle Aufschluß:

Brennweite	Vergrößerung	Freier Objektabstand
+ 83 cm	3 fach	5 cm
+ 100 "	2 $\frac{1}{2}$ "	7 "
+ 125 "	2 "	9 "
+ 250 "	1 "	22 "
+ 333 "	$\frac{3}{4}$ "	30 "

Andere Konstruktionen, wie die von C. Zeiß hergestellte Binokularlupe nach H. S. Greenough¹⁾ und die Brückesche²⁾ Lupe, gehören ihrem Strahlengang nach eigentlich mehr zu den zusammengesetzten Mikroskopen, da sie aus Objektiv und Okular bestehen, mögen aber wegen der allgemein üblichen Bezeichnung als Lupen doch schon hier abgehandelt werden. Die Greenoughsche Lupe bewirkt ein stereoskopisches, also plastisches Sehen durch Kombination zweier vollständiger und für die Präparation zweckmäßigerweise auch bildaufrichtender Mikroskope. Die

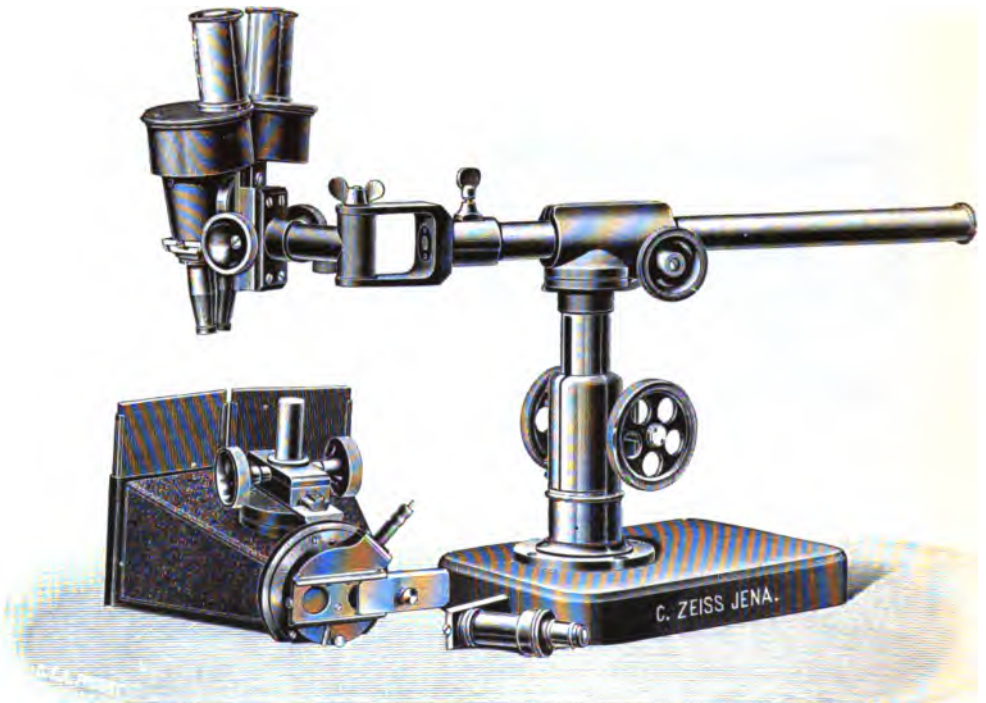


Fig. 290.

Zeißsche binokulare Lupe nach S. Greenough mit stereoskopischer Camera nach D. Drüner.

Abbildung Fig. 290 zeigt diese Lupe mit einem für das Absuchen von Handstücken passenden Stativ und mit einer von D. Drüner³⁾ konstruierten stereoskopischen Camera.

Die Aufrichtung des Bildes geschieht bei der Greenoughschen Lupe durch Porrosche Prismen, während sie bei der nach Brücke oder auch nach Chevalier benannten Lupe im Prinzip wie bei einem

¹⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 14. 1897. 294—298.

²⁾ S. W. A. 6. 1851. 554—555.

³⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 17. 1900, 281—293.

Galileischen Fernrohr, nämlich durch eine konkave Okularlinse erfolgt. Der Strahlengang in einer solchen Lupe ist aus Fig. 291 zu ersehen, wo eine Sammellinse von 6 cm Brennweite mit einer Zerstreuungslinse von 10 cm Brennweite im Abstand von 9 cm kombiniert ist, während das Objekt sich im großen Abstand von 8 cm befindet und 5mal vergrößert erscheint. Die Brennpunkte der ersten Linse sind F_1 und F_2 , die der zweiten F_3 und F_4 . Von dem Objekt P_1 würde durch die Sammellinse das Bild P_1' entstehen, wenn nicht die Zerstreuungslinse dazwischen läge und das aufrechte virtuelle Bild P_2 entwürfe.

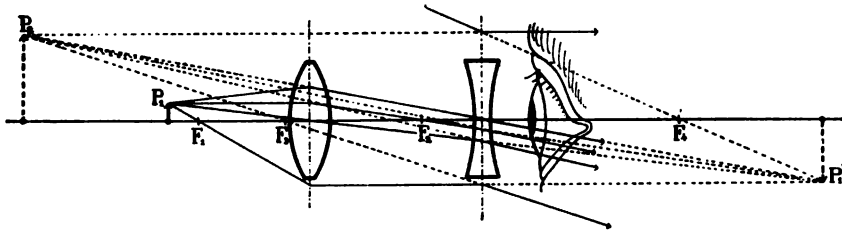


Fig. 291.

Zur Illustrierung der Fassungen, wie sie sich den jeweiligen Verwendungsarten anpassen, mögen die Figuren 292 bis 298 dienen. Die Figuren 293 und 294 zeigen Taschen- oder Exkursionslupen von E. Leitz und C. Zeiß. Zuweilen ist es beim Präparieren erwünscht,



Fig. 292.

Uhrmacherlupen.

beide Hände frei zu haben; man muß dann entweder wie die Uhrmacher eine leicht in Horn gefaßte Linse (Fig. 292) monokelartig ins Auge klemmen oder, wenn diese Geschicklichkeit mangelt, Stative benutzen, wie solche mannigfaltig angefertigt werden. Fig. 295 zeigt einige von E. Leitz ausgeführte Stativlupen, Fig. 296 eine Präparierlupe von W. u. H. Seibert mit Auflage für beide Hände, Fig. 297 eine Demonstrationslupe derselben Firma¹⁾.

In manchen Fällen kann man schon bei Lupenbeobachtung polarisiertes Licht gebrauchen. In dem von E. Kalkowsky ersonnenen und von R. F u e ß ausgeführten Modell in Fig. 298 wird der Polarisator durch

¹⁾ Viele andere Konstruktionen sind beschrieben und abgebildet in R. J. Petri, Das Mikroskop usw., Berlin 1896.



Fig. 293.

Leitzsche Taschen- oder Exkursionslupen.



Fig. 294.

Anastigmatische Doppellupe von Zeiss.



Fig. 295.

Leitzsche Stativlupen.

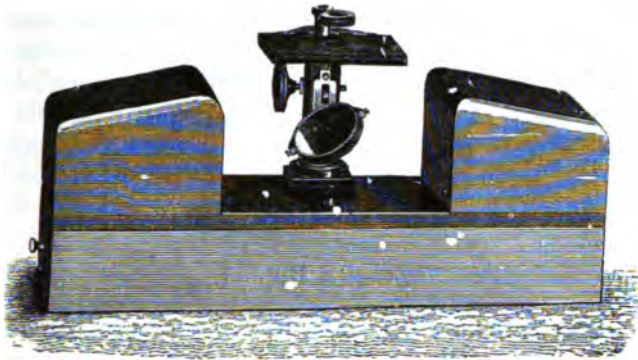


Fig. 296.
Seibertsche Präparierlupe.



Fig. 297.
Seibertsche Demonstrationslupe.



Fig. 298.
Fuesssche Lupe für polarisiertes Licht.

einen Glasplattensatz P gebildet, der unter dem Brewsterschen Winkel (s. S. 219) das Licht vom Spiegel Sp erhält. Die Lupe A kann mittelst der Scharniere $s s_1$ über den ganzen Objektstisch O bewegt und mit dem Analysator A versehen werden. Die Einstellung geschieht durch den Trieb T . Eine hierzu passende praktische Streuvorrichtung zum Ausbreiten eines zu untersuchenden Pulvers hat E. Weinschenk vorgeschlagen¹⁾.

Zweites Kapitel.

Das Mikroskop und seine Anwendung.

Erster Abschnitt.

Das Mikroskop.

98. Historischer Rückblick auf die Entwicklung des Polarisationsmikroskops²⁾. Schon im 17. Jahrhundert begannen einzelne Forscher das zusammengesetzte Mikroskop bald nach seiner Erfindung zum Studium der Eigenschaften anorganischer Körper zu verwenden. Bei der niedrigen Stufe der Entwicklung, auf der sich die Mineralogie jener Zeit befand, kann es nicht wundernehmen, wenn nur wenige Mineralien, und unter ihnen besonders die Edelsteine zu mikroskopischen Beobachtungen Veranlassung gaben. Auffallende Einschlüsse, die sich in den mehr oder weniger durchsichtigen Mineralkörpern leicht verraten, mangelnde Homogenität, die sich in Trübungen kundgibt, veranlaßten Robert Boyle (1627—1691) zu mikroskopischen Untersuchungen. Daneben waren es die wunderbaren Vorgänge bei der Bildung der Kristalle, die ja auch noch in unserer Zeit in so hohem Grade das Interesse der Mineralogen in Anspruch nehmen, sowie die feineren Strukturverhältnisse, die Anton van Leeuwenhoek (1632—1723) durch das Mikroskop zu ergründen suchte.

Wenn trotz dieser Anfänge das Mikroskop sich nicht sofort in der Mineralogie einbürgerte und neben Lötrohr und Goniometer seinen Platz behauptete, so liegt der Grund für eine solche Außerachtlassung wohl zum großen Teil in der Schwierigkeit, sich geeignete Präparate von

¹⁾ E. Weinschenk, Die gesteinsbildenden Mineralien. Freiburg i. B. 2. Aufl. 1907. S. 24.

²⁾ Literatur: C. M. Marx, Geschichte der Kristallkunde. Karlsruhe u. Baden 1825. — A. Boué, Über die mikroskopische Untersuchung der Gebirgsarten mit Hilfe ihrer mechanischen Zerreibung, partiellen Schleifung und Ätzung. S. W. A. Bd. 47. Abtlg. 2. S. 457. 1863. — F. v. Kobell, Geschichte der Mineralogie von 1650—1860. München 1864. — H. Vogelsang, Philosophie der Geologie und mikroskopische Gesteinsstudien. Bonn 1867. — H. Fischer, Chronologischer Überblick über die allmähliche Einführung der Mikroskopie usw. Freiburg i. Br. 1868. — F. Zirkel, Die Einführung des Mikroskops in das mineralogisch-geologische Studium. Leipzig 1881. — R. J. Petri, Das Mikroskop von seinen Anfängen bis zur jetzigen Vervollkommnung usw. Berlin 1896. — K. A. v. Zittel, Geschichte der Geologie usw. München und Leipzig 1899.

Mineralkörpern herzustellen. Der geringe Grad von Durchsichtigkeit vieler Mineralien, ihre nicht unbedeutende Härte, die einen leichten Schnitt nicht erlaubte, mußten von dieser Art der Untersuchung abschrecken. Dennoch schiefen im 18. Jahrhundert die mikroskopisch-mineralogischen Studien keineswegs ganz ein. So hat M. A. Capeller seinen *Prodromus crystallographiae* von 1723¹⁾ mit auffallend guten Bildern mikroskopischer Kristalle geschmückt. So benutzte schon 1747 A. S. Marggraf das Mikroskop bei Gelegenheit seiner Entdeckung des Rohrzuckers in der Runkelrübe. Auch haben wir aus den 60er und 70er Jahren dieses 18. Jahrhunderts Studien über Kristallstruktur und Kristallgenese von M. F. Ledermüller (1760/62) in Deutschland und von H. Baker (1768) in England. Ja, am Schluß des Jahrhunderts übertrugen Dolomieu und Fleuriau de Bellevue (1800) die mikroskopische Methode auf die Untersuchung der kryptomeren Gesteine, die sie zu diesem Behuf einer mechanischen Zerreibung unterwarfen. d'Aubenton, der die dendritischen Bildungen in Mineralien mikroskopisch untersuchte, bediente sich zu ihrer Messung (1782) bereits eines Mikrometers.

Aus dem 19. Jahrhundert ist zuerst P. L. A. Cordier zu nennen, der die Gesteine noch in Pulverform untersuchte, wie oben S. 11 bereits erwähnt²⁾, Diese Studien sind alle noch mit dem gewöhnlichen Mikroskop gemacht worden, da ja das polarisierte Licht erst 1808 entdeckt wurde.

Eine mächtige Förderung fanden die mikroskopischen Mineralstudien besonders auf dem Gebiet der Kristallstruktur durch eine Reihe wichtiger Arbeiten von David Brewster, die in dem Zeitraum von 1813 bis 1845 erschienen. Neben den Strukturverhältnissen der Mineralien in ihren Beziehungen zu den optischen Erscheinungen zogen ganz besonders die Flüssigkeitseinschlüsse seine Aufmerksamkeit auf sich. Ihre große Bedeutung für die Anschauungen über Mineralbildung entging Brewster keineswegs, und er zog aus seinen Beobachtungen am Topas, Beryll, Smaragd usw. die weitgehendsten Schlüsse. Ebenso beteiligten sich in England William Nicol und Humphrey Davy lebhaftest an solchen Studien. Brewster bereicherte aber nicht nur die Wissenschaft durch spezielle Untersuchungen, sondern förderte sie auch ganz besonders durch die Angabe neuer Methoden und neuer Instrumente. So zeigte er die Vorteile der Beobachtung im polarisierten Lichte für gewisse Fälle und gab ein Mittel zur Messung von Kristallwinkeln unter dem Mikroskop an.

Auch in Deutschland fand zu derselben Zeit das Mikroskop immer weitere Verwendung bei mineralogischen Untersuchungen. Zincken

¹⁾ Moritz Anton Capeller, *Prodromus crystallographiae de cristallis improprie sic dictis commentarium*. Lucernae 1723. Neuausgabe mit deutscher Übersetzung von K. Mieleitner. München 1922.

²⁾ Über Cordier s. auch: *Notice sur la vie et les travaux de P. L. A. Cordier* usw. Paris 1802. 83 S. Neu herausgegeben von Charles Read.

wandte es bereits 1820 zu Gesteinsuntersuchungen an und bedauerte seine zu spärliche Benutzung. C. G. Ehrenberg beschäftigte sich neben seinen epochemachenden Arbeiten über den organischen Ursprung mancher Mineralkörper auch mit mikroskopischen Untersuchungen über Kristallgenese und Kristallstruktur; ein Gebiet, auf dem noch besonders die Arbeiten von H. F. Link und M. L. Frankenheim hervorzuheben sind. Über die Kristallisationsanfänge in glasig erstarrten Schmelzflüssen machte Splitgerber mikroskopische Forschungen, während wir G. Rose, Th. Scheerer, G. Jenzsch, A. Knop und G. vom Rath, Deiters u. a. eine Reihe höchst wichtiger mikroskopischer Untersuchungen an natürlich vorkommenden Mineralien und Gesteinen verdanken.

Immerhin aber wurde bis zu diesem Zeitpunkte das Mikroskop nur gelegentlich zu mineralogischen Forschungen verwendet; meistens waren es ungewohnte Erscheinungen an den Mineralien, die man so studierte, wengleich ein großer Teil dieser scheinbaren Abnormitäten wegen beständiger Wiederholung unter gleichen Verhältnissen uns heute durchaus normal erscheinen muß. Eine systematische Verwendung des Mikroskops wurde erst ermöglicht durch die Arbeiten von Henry Clifton Sorby, zumal durch dessen Abhandlung „On the microscopical structure of crystals, indicating the origin of minerals and rocks“¹⁾. — In Deutschland war es besonders Ferdinand Zirkel, dessen „Mikroskopische Gesteinsstudien“²⁾ für die bleibende Einführung des Mikroskops in die mineralogischen Disziplinen von höchster Bedeutung wurden. In rascher Folge veröffentlichte dieser hochverdiente Forscher eine Reihe von Arbeiten über mannigfache Gesteinsfamilien und Mineralspezies. Mit gleichem Erfolg wandte sich Hermann Vogelsang, den ein allzufrüher Tod schon 1874 der Wissenschaft entriß, dem mikroskopischen Studium zu. In seiner Abhandlung „Über die mikroskopische Struktur der Schlacken und über die Beziehung der Mikrostruktur zur Genesis der kristallinen Gesteine“³⁾ studierte er die Vorgänge bei der Erstarrung eines schmelzflüssigen Gesteinsmagmas; auch teilte er in seiner „Philosophie der Geologie“, Bonn 1867, einen reichen Schatz mikroskopischer Beobachtungen mit. Später veröffentlichte er eine Reihe Untersuchungen über die ersten Anfänge der kristallinen Molekulargruppierungen, über die Ursachen des Farbenschillers beim Labrador und über die chemische Natur der in Mineralien eingeschlossenen Flüssigkeiten, die sehr bedeutende Resultate ergeben haben.

Im Jahr 1869 zeigte Gustav Tschermak an einem Beispiel⁴⁾, mit welchem Vorteil man sich der optischen Eigenschaften der Mineral-

¹⁾ s. o. § 6. S. 12.

²⁾ S. W. A. 47. 1863. 226. 270.

³⁾ Pogg. Ann. 21. 1864. 101—124.

⁴⁾ Mikroskopische Unterscheidung der Mineralien aus der Augit-, Amphibol- und Biotit-Gruppe. S. W. A. 60. 1870. 5—16.

körper zu ihrer Unterscheidung bedienen könne. Und in der ersten Auflage des hier vorliegenden Buches (1873) versuchte H. Rosenbusch in konsequenter Durchführung, unter gleichzeitiger Adaptierung des Mikroskops zu solchen Zwecken, die Erscheinungen, welche die Mineralien im parallelen polarisierten Lichte geben, zu ihrer Bestimmung zu verwerten. Eine auch größeren Anforderungen an Genauigkeit entsprechende Form des zu mineralogisch-petrographischen Untersuchungen bestimmten Mikroskops teilte Rosenbusch ¹⁾ 1876 mit. Bald darauf zeigten E. Bertrand ²⁾, G. W. Hawes ³⁾, C. Klein ⁴⁾ und A. von Lasaulx ⁵⁾ ziemlich gleichzeitig und nahezu unabhängig voneinander, wie man sich des Mikroskopes auch bei der Methode der Beobachtung im konvergenten polarisierten Licht bedienen könne.

In dieser Zeit veröffentlichten F. Fouqué und A. Michel-Lévy ihre „Minéralogie micrographique“ ⁶⁾, die 1888 durch das in mehr didaktischer Form gehaltene Werk von A. Michel-Lévy und Alf. Lacroix ergänzt wurde ⁷⁾. Inzwischen war 1885 die 2. Auflage dieser „Mikroskopischen Physiographie“ erschienen, die in der 3. Auflage 1892 noch von H. Rosenbusch allein und in der 4. Auflage 1904 mit E. A. Wülfing zusammen herausgegeben wurde.

Der auf dem Gebiete der praktischen Kristalloptik besonders tätig gewesene französische Forscher Des Cloizeaux hat seine Beobachtungen in zahlreichen Arbeiten niedergelegt (s. Verzeichnis in Bull. Soc. Min. Fr. 20. 1897. 278—287). Die bahnbrechenden Arbeiten finden sich, außer in seinem bekannten „Manuel“, besonders in 3 Publikationen von 1857, 1859 und 1867. In der ersten (Ann. Mines 11. 1857. 261—342) studiert Des Cloizeaux den optischen Charakter der Mineralien, in der zweiten (Ann. Mines 14. 1858. 339—420) entdeckt er die verschiedenen Achsen-dispersionen, und in der dritten (L'Institut 18. 1867. 206 S.) ergänzt er

¹⁾ Ein neues Mikroskop für mineralogische und petrographische Untersuchungen. N. J. 1876. 504.

²⁾ De l'application du microscope à l'étude de la minéralogie. Bull. Soc. Min. Fr. 1. 1878. 22.

³⁾ Briefliche Mitteilung an H. Rosenbusch vom 20. Nov. 1877; vgl. C. Klein, S. B. A. 1893. 222. Anm. 4.

⁴⁾ Über den Feldspat im Basalt vom Hohen Hagen bei Göttingen usw. Nachrichten K. Ges. Wiss. Göttingen 1878. 449—466.

⁵⁾ Über die Verwendung des Mikroskopes als Polarisationsinstrument im konvergenten Lichte und ein neues Mikroskop zu mineralogischen Zwecken. N. J. 1878. 377.

⁶⁾ Mémoires pour servir à l'explication de la carte géologique détaillée de la France. Minéralogie micrographique. {Roches éruptives françaises. Paris 1879.

⁷⁾ Les minéraux des roches. 1°. Application des méthodes minéralogiques et chimiques à leur étude microscopique, par A. Michel-Lévy. 2°. Données physiques et optiques par A. Michel-Lévy et Alf. Lacroix. — Diesem Werk ging die wichtige Studie von Michel-Lévy in den Annales des mines 12. 1877, 392—471, De l'emploi du microscope polarisant à lumière parallèle usw., voraus.

die früheren Beobachtungen und dehnt sie auf solche bei verschiedenen Temperaturen angestellten aus.

Die überraschend reichhaltigen Resultate, die man durch die Anwendung der mikroskopischen Methoden gewann, haben ihnen rasch in allen Ländern, wo mineralogische Wissenschaft getrieben wird, eine große Anzahl von Anhängern verschafft. Es ist ein gutes Zeichen für die Vervollkommnung der mikroskopischen Methodik und für die damit zusammenhängende wahrhaft wissenschaftliche Entfaltung der mikroskopisch-mineralogischen Forschungen, daß sie sich bis in die letzte Zeit durch Inangriffnahme neuer Felder nicht nur in die Breite, sondern auch in die Tiefe entwickelt hat. Auch in den letzten Jahrzehnten hat das zu petrographischen Untersuchungen dienende Mikroskop mit seinem immer reicher ausgestatteten Hilfsinstrumentarium so bedeutende Vervollkommnung erfahren, daß es in dieser kurzen historischen Einleitung nicht angebracht erscheint, weitere Namen aufzuführen, nur möge es dem Verfasser gestattet sein, auf seine eigene Untersuchung „Ein neues Polarisationsmikroskop und kritische Betrachtungen über bisherige Konstruktionen“ hinzuweisen¹⁾.

99. Strahlengang im Mikroskop. In Fig. 299 sind die optischen Hauptteile eines Mikroskops eingezeichnet, wobei die horizontalen Dimensionen gegenüber denen in vertikaler Richtung der Deutlichkeit wegen teilweise stark übertrieben wurden. Unterhalb des Tisches liegt der Beleuchtungsapparat oder Kondensator K mit dem Polarisator. darüber folgt das Objektiv $O b$ und oben das aus Kollektiv $O k_1$ und Augenglas $O k_2$ bestehende Huygenssche Okular. Je die beiden Hauptebenen der optischen Systeme, also des Kondensors, des Objektivs, des Kollektivs und des Augenglases sind zu je einer Ebene H_k , H_{ob} , H_{ok_1} , H_{ok_2} vereinigt, weil die betreffenden Hauptebenen doch sehr nahe zusammenliegen. Das Objekt befindet sich nur wenig unterhalb des äußeren Brennpunktes des Objektivs; sein reelles Bild entsteht in der Gegend des Okulars bei $O_2 B_2$ oder würde dort entstehen, wenn nicht das Kollektivglas des Okulars es vorher auffinge und die Strahlen zu einem andern reellen Bild $O_3 B_3$ vereinigte. Dieses Bild wird endlich durch das Augenglas des Okulars wie durch eine Lupe betrachtet, sodaß auf der Netzhaut das Bild $O_4 B_4$ liegt und das zugehörige virtuelle Bild sich draußen vor dem Auge in der deutlichen Sehweite $D = 250$ mm (s. Fig. 275) bei $O_5 B_5$ befindet.

Um sich nun eine Vorstellung von dem Strahlengang im Mikroskop zu verschaffen, muß man von vornherein wissen, daß es in einem so komplizierten Linsengebäude gar vielerlei Strahlen gibt, die alle ihren bestimmten Weg einschlagen, aber für die Bilderzeugung teilweise keine Bedeutung haben, ja sie vielfach stören. Für die Güte der

¹⁾ Abhandl. Heidelb. Akad. Wiss., 6. Abh. 1918, 79 S.

Bilder können nicht nur die Eigenschaften der Objektive und Okulare verantwortlich gemacht werden, es spielt auch noch die Beseitigung schädlichen Nebenlichts, also die Anbringung passender Blenden an

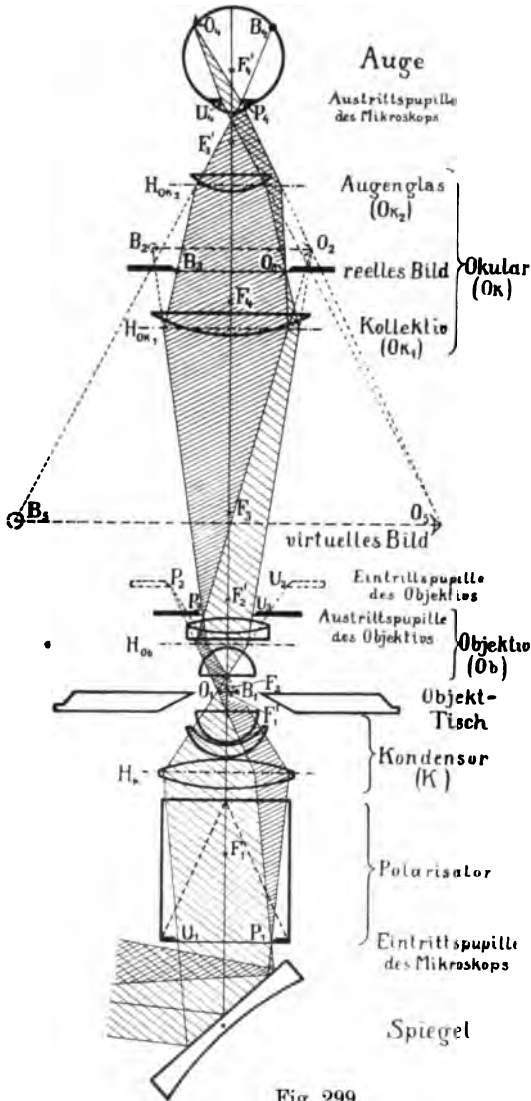


Fig. 299.

geeigneten Stellen vor, hinter und zwischen den Linsen eine wichtige Rolle. Ferner sind die Beleuchtungsverhältnisse, wie sie in Fig. 201 berührt wurden, dahin zu verwerten, daß möglichst viel von dem auf dem Objekt konzentrierten Licht auch ins Auge gelangt.

Setzt man die Kenntnis der vier Brennpunktpaare

F_1, F_1' für Kondensator,

F_2, F_2' für Objektiv,

F_3, F_3' für Kollektiv des Okulars,

F_4, F_4' für Augenglas des Okulars

als gegeben voraus, so hat die Konstruktion des Bildes rein nach den Darlegungen der Paragraphen 87—92 keine Schwierigkeiten. Man gelangt so schließlich vom Objekt $O_1 B_1$ zum virtuellen Bild $O_5 B_5$ ¹⁾. In Fig. 299 sind übrigens die drei charakteristischen Strahlen (s. S. 259) nicht mehr eingezeichnet, sondern andere Strahlenbüschel (vgl. Fig. 222), die uns nun weiter zu interessieren haben. Geht man von einer gewissen Breite $P_1 U_1$ der unteren Eintrittsfläche des Polarisators aus, die als Eintrittspupille des Mikroskops bezeichnet werde, so möge der Spiegel oder die Leuchfläche der Mikroskopierlampe oder die Ausdehnung der lichtpendenden Wolken eine solche Breite haben, daß alles irgendwie brauchbare Licht zur Verfügung steht. Setzt man nun eine für die Beleuchtung günstige Stellung von Kondensator und Objektiv voraus, so würde das erste System, wenn das Objektiv nicht vorhanden wäre, von der Eintrittspupille $P_1 U_1$ ein Bild $P_2 U_2$ entwerfen, das man die Austrittspupille des Kondensators oder auch die Eintrittspupille des Objektivs nennt. Konstruiert man alsdann zu dieser Eintrittspupille $P_2 U_2$ ihr in bezug auf das Objektiv konjugiertes Bild, so gelangt man zur Austrittspupille $P_3 U_3$ des Objektivs. Diese Ebene wird von allen jenen wirksamen Strahlen erfüllt, die den Kondensator und das Objektiv durchlaufen und die daher den passendsten Ort für die Objektivblende abgibt. — Zur weiteren Verfolgung der Strahlen nimmt man zweckmäßig einen Randpunkt P_1 der Eintrittspupille und sieht zu, welches Strahlenbüschel den Punkt P_2 , dann P_3 und weiter nach Durchlaufen des ganzen Okulars den Punkt P_4 trifft. Man gelangt so, wenn man sich die Konstruktion auf der andern Seite ergänzt denkt, von einer Eintrittsfläche $P_1 U_1$ zu einer Austrittsfläche $P_4 U_4$, die man als die Austrittspupille des Mikroskops bezeichnet. Da der Abstand der Objektivblende $P_3 U_3$ vom Okular die Brennweite des Okulars mehrfach übertrifft, so liegt diese Austrittspupille nicht sehr weit oberhalb des oberen Brennpunkts des Gesamtokulars. Man kann sie als ein helles Scheibchen erkennen, wenn man mit dem Auge etwa 25 cm oberhalb des Okulars dessen Augenglas betrachtet (also nicht mit dem Auge in der üblichen Weise in das Okular hineinsieht). Zur Beobachtung des Mikroskopbildes muß man freilich das Auge nahe an das Okular bringen, schon damit man alle die Austrittspupille durchsetzenden Strahlen auffängt.

¹⁾ Hier ist die Konstruktion von $O_5 B_5$ aus $O_1 B_1$ wie in Fig. 275 und nicht wie in Fig. 278 durchgeführt. Die in das Auge tretenden Strahlen laufen also nicht parallel, kommen also nicht von einem in der Unendlichkeit liegenden Punkt her, sondern schneiden sich je in Punkten des virtuellen Bildes 250 mm vor dem Auge (s. auch bei Okular S. 361).

In Fig. 299 sind zwei Arten von Strahlenkegeln noch durch verschieden gerichtete Schraffierungen unterschieden. Die schräg nach rechts abfallende Schraffierung gibt die Lichtbüschel an, die einen links am Rande gelegenen Objektpunkt O_1 beleuchten und durch die ganze Objektivblende weiter geleitet bis zur Netzhaut bei O_4 bzw. bis zum virtuellen Bildpunkt O_5 gehen. Hier ist also die konjugierte Lage von O_1, O_2, O_3, O_4, O_5 zu erkennen. Dagegen hebt die nach links abfallende Schraffierung die Lichtbüschel hervor, die von einem rechts am Rande der unteren Polarisatorfläche oder auch tiefer in der Eintrittspupille des Mikroskops liegenden Punkt P_1 ausgehen und sich am Rande der Austrittspupille des Kondensors oder der Eintrittspupille des Objektivs bei P_2 , der Objektivblende P_3 und der Austrittspupille des Mikroskops P_4 wieder treffen. Hierdurch ist die konjugierte Lage der vier Punkte P_1, P_2, P_3, P_4 und der zugehörigen U -Punkte am entgegengesetzten Rand der Pupillen betont.

Man sieht aus Fig. 299, wie genau die Objektivblende $P_3 U_3$ angebracht werden muß, damit sie die Helligkeit der Beleuchtung nicht vermindert. Legte man sie etwas höher, so würde das vom Objektpunkt O_1 ausgehende und durch das Objektiv gebrochene Strahlenbüschel rechts bei U_3 beschnitten werden, legte man sie etwas tiefer, so käme diese Beschneidung bei P_3 zustande. Ferner verraten uns die Konstruktionen der Fig. 299, wo etwaige weitere Blenden anzubringen sind. Es kann sich hier um zwei Forderungen handeln:

Nach der einen Forderung will man das Objekt von der störenden Wirkung seiner Umgebung befreien und also entweder das objektive Sehfeld $O_1 B_1$ oder, was optisch auf dasselbe hinausläuft, das Gesichtsfeld $O_3 B_3$ einschnüren. Das erstere würde in einem Abdecken des Objekts durch mechanische Mittel bestehen, was umständlich und wenig empfehlenswert ist. Das letztere kann sehr bequem durch eine enge Blende geschehen, die man etwa in das Okular einbaut und mit der man alles im Gesichtsfeld bis auf den betreffenden Teil abblendet. Eine solche Blende wird wegen ihrer Lage und Wirkung als Gesichtsfeldsblende bezeichnet. Besonders bequem ist die Anbringung dieser Vorrichtung in Form einer Irisblende vor dem Ramsdenschen Okular (s. Fig. 334), wie das S. Czapski vorgeschlagen hat¹⁾. Man kann auch bis zu einem gewissen Grade die Wirkung der Gesichtsfeldsblende erzielen, wenn man die Eintrittspupille $P_1 U_1$ des Mikroskops mit einer Irisblende versieht und dann diese Iris mit dem ganzen Kondensator so weit hinunterschraubt, daß das Bild dieser Iris $P_1 U_1$ nicht mehr wie in Fig. 299 nach $P_2 U_2$ über das Objektiv, sondern darunter in die Objektebene $O_1 B_1$ fällt und bei gehöriger Zusammenziehung von dem Objekt einen kleinen Teil frei läßt (Bereksche Gesichtsfeldsblende), nur ist die Einschnürungsmöglichkeit hier meist etwas beschränkter als bei dem Czapskischen Okular.

¹⁾ Z. X. 22. 1894. 160—162.

Nach der andern Forderung will man die bilderzeugenden Strahlenbüschel einengen und also deren Apertur verkleinern, ohne doch an der Größe des objektiven Sehfeldes oder seinem konjugierten Gesichtsfeld irgend etwas einzubüßen. Das läßt sich nach Fig. 299 bei $P_1 U_1$ oder bei $P_3 U_3$ oder bei $P_4 U_4$ bewerkstelligen. Man bringt also eine Blende in die Gegend der Eintrittspupille $P_1 U_1$ des Mikroskops oder nahe über das Objektiv in die Ebene der Objektivblende $P_3 U_3$ oder in die Nähe der Austrittspupille $P_4 U_4$ des Mikroskops oben über das Okular. Technisch einfach ist die erste Anbringung, wobei man am besten bis in den oberen Brennpunkt F_1 des Kondensors hinaufsteigt, falls der Polarisator dies zuläßt. Man bezeichnet diese Blenden als *A p e r t u r b l e n d e n*.

100. Abbesche Theorie der sekundären Abbildung. Bei den mikroskopischen Untersuchungen der Mineralien und Gesteine kommen die stärksten heutzutage zu erreichenden Vergrößerungen kaum je zur Anwendung; die meisten Beobachtungen werden bei 30- bis 500facher und nur gelegentlich auch bei stärkerer Vergrößerung angestellt. So sind die Forderungen, die man an die auflösende Kraft oder das Penetrationsvermögen der Objektive stellt, lange nicht so weitgehend, wie dies etwa bei biologischen oder bakteriologischen Untersuchungen der Fall ist. Wenn man indessen gezwungen ist, starke Vergrößerungen anzuwenden, so sollte man nicht versäumen, sich mit der Abbeschen „Theorie der sekundären Abbildung“ bekannt zu machen, da man sich sonst groben Täuschungen aussetzen kann. Diese verwickelten Verhältnisse treten dann ein, wenn es sich um Abbildungen von Objekten oder von ihren Einzelheiten handelt, die in ihrer Größenordnung mit den Wellenlängen des Lichtes vergleichbar sind. In solchen Fällen treten infolge der Beugungserscheinungen keine einfachen geradlinigen Ausbreitungen der Lichtstrahlen auf, und die hierauf gegründeten Gesetze der geometrischen Optik sind also nicht ohne weiteres anwendbar.

Denkt man sich zunächst einen mit einfarbigem Licht von der Wellenlänge λ selbstleuchtenden Punkt P in Fig. 300, der durch die darüberliegende Linse nach der geometrischen Optik seine Abbildung in P_1 erfährt, so fallen viele Elementarwellen auf die Linse, die alle gleichzeitig im Punkt P_1 anlangen, weil der Weg $PA B C D E P_1$ in optischer Beziehung ebenso lang ist wie PA, B, C, D, E, P_1 und ähnliche Strecken. Da mit der gleichzeitigen Ankunft auch die Phasengleichheit der einzelnen Strahlen verbunden ist, denn die Strahlen gehen ja alle von ein und demselben leuchtenden Punkt aus, so verstärken sie sich gegenseitig und erzeugen daher das Bild P_1 des Punktes P . Wenn man fragt, ob diese Lichtsummation nur für den Punkt P_1 gilt, oder ob nicht auch an andern Stellen der Bildfläche solche Häufungen zustande kommen können, so knüpft man am besten an die Huygenssche Vorstellung der Lichtausbreitung (§ 19, Fig. 33) an und geht von der Objektivblende EF_1 als engster Begrenzung der Strahlen jenseits des Objektivs aus. Die

Randpunkte dieser Blende, in Fig. 300 die beiden Punkte E und F_1 , bilden die Zentren für eine allseitige Ausbreitung von Elementarwellen — einer-

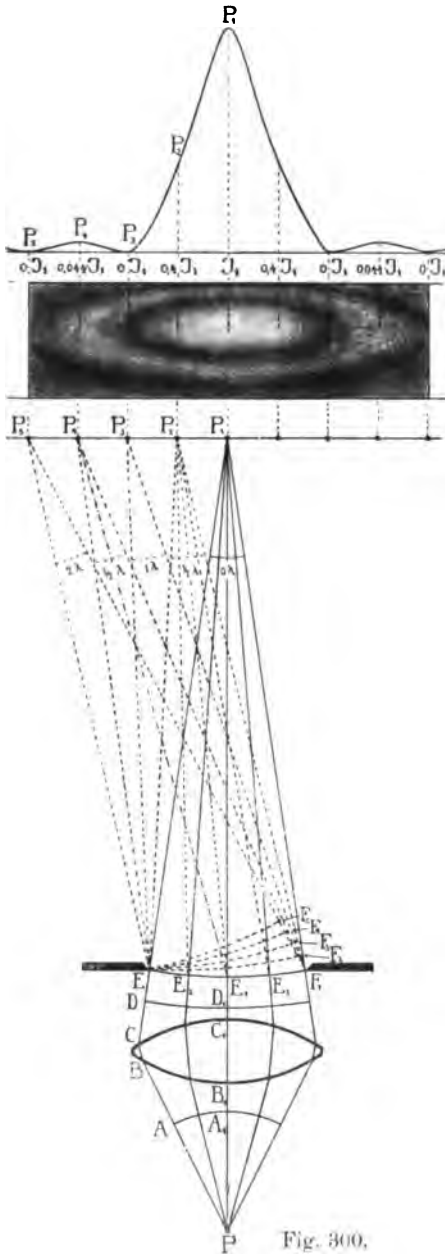


Fig. 300.

seits EP_1, EP_2, EP_3 usw., andererseits F_1P_1, F_1P_2, F_1P_3 usw. — die alle in E und F_1 gleiche Phase hatten. Es seien nun P_2, P_3, P_4, P_5 die-

jenigen Punkte der Bildfläche, in denen die sich vereinigenden Strahlen in ihren Grenzstrahlen einen Gangunterschied von $\frac{1}{2}\lambda$, $\frac{2}{2}\lambda$, $\frac{3}{2}\lambda$, $\frac{4}{2}\lambda$, $\frac{5}{2}\lambda$ usw. haben, dann ergeben sich für diese Bildpunkte unter dem Einfluß nicht nur der Randstrahlen, sondern auch der dazwischen liegenden elementaren Wellen E_2P_2 , E_1P_2 , E_3P_2 usw. Interferenzen, die eine Schwächung des Lichtes zur Folge haben. Eine etwas umständliche Rechnung, die hier nicht weiter verfolgt werden soll, führt in den Punkten P_1 , P_2 , P_3 usw. mit den Gangunterschieden 0λ , $\frac{1}{2}\lambda$, $\frac{2}{2}\lambda$ usw. zu folgenden Intensitäten J_1 , J_2 , J_3 usw.:

Punkte	Gangunterschiede der Randstrahlen	Intensitäten
P_1	0λ	$J_1 = 1,00$ $J_1 = 1$
P_2	$\frac{1}{2}\lambda$	$J_2 = 0,40$ $J_1 = \frac{2}{5}$
P_3	λ	$J_3 = 0$ $= 0$
P_4	$\frac{3}{2}\lambda$	$J_4 = 0,044$ $J_1 = \frac{1}{25}$
P_5	2λ	$J_5 = 0$ $= 0$
P_6	$\frac{5}{2}\lambda$	$J_6 = 0,016$ $J_1 = \frac{1}{60}$

Das Eintreten der Intensität 0 bei P_3 kann man sich leicht erklären, wenn man hier den Strahlenkegel EF_1P_3 in zwei gleiche Kegel zerlegt, bei denen die auf derselben Seite der Teilkegel gelegenen Randstrahlen je um $\frac{1}{2}\lambda$ differieren und sich dann paarweise aufheben. Und ähnlich kann man bei P_5 die Intensität 0 verstehen, wenn man hier eine Teilung in vier Lichtkegel vornimmt.

Die gesamte Lichtausbreitung in der Bildebene P_1P_5 stellt sich hiernach als ein System von hellen und dunklen Ringen dar, die den hellen Punkt P_1 konzentrisch umgeben und in ihrer Intensität sehr schnell abnehmen. Eine ungefähre Vorstellung von dem Lichtabfall gibt die über der perspektivisch gezeichneten Ringfigur rechts und links abfallende Intensitätskurve. Zu den in einer solchen Interferenzfigur auftretenden Dimensionen gelangt man beispielsweise für den Abstand des zweiten Maximums P_4 von P_1 auf folgendem Weg. Der Durchmesser der Objektivblende EF_1 sei 10 mm, der Abstand E_1P_1 von hier bis zur Bildebene sei 160 mm, sodaß man aus den fast ähnlichen Dreiecken EF_1F_4 und $E_1P_1P_4$ erhält

$$\frac{P_1P_4}{E_1P_4} = \frac{F_1F_4}{EF_1}; \quad P_1P_4 = \frac{160 \cdot \frac{3}{2}\lambda}{10} \text{ mm}$$

oder für Natriumlicht $P_1P_4 = 14 \mu$.

Man sieht also, daß die Beugungsfigur sehr klein ist und daß der Punkt P_1 in Wirklichkeit als das Bild des Punkts P angesehen werden darf, und daß auch die zu ihm führende Konstruktion nach den Gesetzen der geometrischen Optik erfolgen kann. — Man kann sich von dieser feinen Beugungsfigur eines Selbstleuchters auf einfache Weise experimentell

überzeugen, wenn man mit dem Mikroskop das durch dessen Kondensor entworfene Bildchen einer Metallfadenlampe einstellt und dazu ein schwaches Objektiv und ein recht starkes Okular verwendet.

Wesentlich anders gestalten sich aber die Verhältnisse der Abbildung bei einem beleuchteten Gegenstand, wie er meistens im Mikroskop beobachtet wird. Hier tritt als neues und sehr wesentliches Moment die Interferenzfähigkeit derjenigen Strahlen auf, die von verschiedenen Punkten des Objektes herrühren, vorausgesetzt daß diese Strahlen nur ursprünglich von ein- und demselben Punkt der Lichtquelle ausgehen. Zur Vereinfachung der Erklärung wollen wir als Objekt ein geradliniges Gitter mit dem Linienabstand e ($e = \text{Linienbreite} + \text{Zwischenraum} = \text{Gitterkonstante}$) annehmen, das von einem fernen leuchtenden Punkte durch das Strahlenbündel P_∞ (Fig. 301) bestrahlt wird. So bilden z. B. zwei Punkte a und b den Ausgang neuer Huygenscher Wellenzüge, die nach der Brechung durch das Objektiv in dessen hinterer Brennfläche zur Interferenz gelangen. In p, p_1, p_2 usw. mögen die Punkte liegen, wo sich bei einer bestimmten Lichtart λ die Randstrahlen mit den Gangunterschieden $0\lambda, 1\lambda, 2\lambda$ usw. vereinigen. Im Gegensatz zu der früheren Betrachtung wirken aber hier nur die Randstrahlen und keine dazwischen liegenden Strahlen, weil diese gar nicht vorhanden sind. Der Zusammenhang der Gitterkonstante e mit dem Abstand der Interferenzmaxima $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ usw., sowie mit den Winkeln V_1, V_2 usw. folgt aus den Dreiecken abd_1, abd_2 usw., sowie opp_1, opp_2 usw. Es ist, wenn f die Brennweite des Objektivs bedeutet und die Form der Brennfläche in erster Annäherung als eine Kugeloberfläche angesehen wird,

$$\begin{aligned} \sin V_1 &= \frac{\lambda}{e}, & \sin V_1 &= \frac{\varepsilon_1}{f}, \\ \sin V_2 &= \frac{2\lambda}{e}, & \sin V_2 &= \frac{\varepsilon_2}{f}, \\ \sin V_3 &= \frac{3\lambda}{e}, & \sin V_3 &= \frac{\varepsilon_3}{f}. \\ & \vdots & & \vdots \end{aligned}$$

Aus beiden Gleichungssystemen folgt:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= \lambda f \frac{1}{e}, \\ \varepsilon_2 &= 2\lambda f \frac{1}{e}, \\ \varepsilon_3 &= 3\lambda f \frac{1}{e}. \\ & \vdots \end{aligned} \tag{1}$$

Die Werte für ε und e verhalten sich also reziprok, oder physikalisch ausgedrückt: je feiner das Gitter ist, um so weiter liegen die Lichtmaxima oder bei weißem Licht die Spektren in der oberen Brennebene des Objektivs auseinander. Bei groben Strukturen, d. h. bei großem e , ist schon eine geringere Neigung, also ein kleiner Winkel V hinreichend, um die zu einem Maximum erforderliche Phasendifferenz $n\lambda$ zu erreichen. Bei feineren Strukturen, d. h. bei kleinem e , bedarf es einer größeren und schließlich einer sehr großen Neigung, um auch nur die Phasendifferenz 1λ zustande zu bringen, um also wenigstens ein seitliches Maximum in der oberen Objektivbrennebene zu erhalten. Diese Maxima geben Aufschluß über die Lichtverteilung in der besagten Brennebene des Objektivs. Daß man diese Fraunhoferschen Beugungsspektren, wie sie auch genannt werden, für gewöhnlich bei weißem Licht nicht sieht, hängt mit der Überdeckung der einen durch die andern, wie dies jede verwickelte Struktur mit sich bringt, zusammen. Aber vorhanden sind sie immer und bei geeigneter Form der Objekte, z. B. bei unserm einfachen Gitter und bei Beleuchtung durch eine enge Lichtquelle, können sie auch jederzeit in der Tiefe des Mikroskoptubus nach Entfernung des Okulars gesehen werden.

Von dieser eigentümlichen, in Beugungsspektren sich darbietenden Lichtverteilung in der oberen Brennebene des Objektivs gelangt man nun zu der Lichtverteilung in der Bildebene des Okulars durch folgende Überlegung. Man zieht die Elementarstrahlen von jedem Punkt p, p_1, p_2 usw. nach jedem Punkt A, B, C usw. in Fig. 301 und untersucht, wo Verstärkung, Schwächung oder Vernichtung eintritt. Bei einer ungleichmäßigen Lichtverteilung in der Ebene der A, B, C , deren Ähnlichkeit oder Unähnlichkeit mit dem Objekt erst noch zu diskutieren bleibt, müssen nach einem Bildpunkt A oder B oder C usw. von mindestens zwei Punkten p und p_1 aus Strahlen wandern, da sonst überhaupt keine Lichtkonzentrationen in der Bildebene eintreten können und die ganze Fläche gar keinen Unterschied in Hell und Dunkel, also auch kein Bild zeigen würde. Alle diese von p, p_1, p_2 ausgehenden Strahlen sind interferenzfähig, weil sie ja alle aus einem einzigen leuchtenden, weit draußen liegenden Punkt P_∞ hervorgehen. Verfolgt man die Lichtverteilung quantitativ, so kann dies an der oberen Hälfte der Fig. 301 geschehen, wobei man den tatsächlichen Verhältnissen entsprechend annehmen darf, daß die einzelnen Strahlen nahezu parallel laufen. Dann folgt aus der Ähnlichkeit der Dreiecke $p_1 n_1 p$ und ABp :

$$\frac{n_1 p}{p p_1} = \frac{AB}{p B},$$

wo man näherungsweise pB durch pA ersetzen kann, weil das Dreieck ABp sehr gestreckt ist. Wenn man nun den Abstand pA der Objektivbrennfläche von der Okularbildfläche mit τ bezeichnet und $n_1 p$ als $m\lambda$ auffaßt, so ist

$$m\lambda = \frac{E}{\varepsilon_1} \quad \text{oder} \quad E = m\lambda \frac{\tau}{\varepsilon_1}.$$

Bedenkt man noch, daß die Elementarwellen 0, 1, 2 oberhalb der Objektivbrennfläche die gleichen Gangunterschiede haben wie die ähnlich bezeichneten Elementarwellen unterhalb ihrer Brennfläche, so ergeben sich

für die Werte von $m = 1, 2, 3$ usw. die Lichtmaxima,
 " " " " $m = 1/2, 3/2, 5/2$ usw. die Lichtminima.

Die Abstände der einzelnen Maxima und Minima vom Mittelbild sind dann die folgenden:

Maxima	Minima
$E_1 = \lambda \frac{\tau}{\varepsilon_1},$	$E_1' = 1/2 \lambda \frac{\tau}{\varepsilon_1},$
$E_2 = 2 \lambda \frac{\tau}{\varepsilon_1},$	$E_2' = 3/2 \lambda \frac{\tau}{\varepsilon_1},$
$E_3 = 3 \lambda \frac{\tau}{\varepsilon_1},$	$E_3' = 5/2 \lambda \frac{\tau}{\varepsilon_1},$
\vdots	\vdots

und die Abstände zweier unmittelbar aufeinander folgenden Maxima und Minima ergeben sich zu

$$E_{m+1} - E_m = E_{m'+1} - E_{m'} = E = \lambda \frac{\tau}{\varepsilon_1}. \quad (2)$$

Setzt man hier den Wert für ε_1 aus Formel (1) S. 329 ein, so ist

$$E = \frac{\tau}{f} e.$$

Der Wert $\frac{\tau}{f}$ ist eine von der optischen Tubuslänge und der Brennweite des Objektivs abhängige Konstante, die mit k bezeichnet werde, daher folgt endlich

$$E = k e. \quad (3)$$

Aus dieser wichtigen Beziehung zwischen Bilddimensionen und Objektdimensionen ist die Wellenlänge λ verschwunden, und es stellt sich das Bild mit der Dimension E als eine k -malige Vergrößerung des Objekts mit der Dimension e dar. Wenn nun bei der Bilderzeugung in der Ebene E nicht zwei unmittelbar aufeinanderfolgende Spektren der Ebene e zur Wirkung kommen können, sondern wenn ein oder zwei Spektren durch Abdeckung übersprungen werden, so gehen die Formeln (1) S. 329 für die ε über in

$$\varepsilon = 2f \frac{\lambda}{e}, \quad \varepsilon = 3f \frac{\lambda}{e},$$

und auch die Formel (3) ändert sich in

$$E = k \frac{e}{2}, \quad E = k \frac{e}{3}. \quad (4)$$

Das Liniengitter in der Bildebene E erscheint dann zwei- oder dreimal feiner, obwohl der Gegenstand doch derselbe geblieben ist. Das Bild

gibt also unter Umständen eine ganz falsche Vorstellung von dem Gegenstand. Von dieser überraschenden Tatsache kann man sich experimentell sehr leicht und sehr schlagend überzeugen, wenn man den Abbeschen „Diffraktionsapparat zur Demonstration der Wirkungen der Beugung bei der Entstehung der mikroskopischen Bilder“ benutzt¹⁾. Dieser Apparat setzt sich aus einer sog. Diffraktionsplatte, einem Objektiv *aa* von $f = 26$ mm, einer Einrichtung (Zwischenstück) zum Einlegen und Drehen einiger Blenden in der oberen Brennebene des Objektivs und einer spalt- oder punktförmigen Blende zum Einlegen über die Iris des Beleuchtungsapparates zusammen. Die Diffraktionsplatte besteht aus einem Objektträger, auf dem drei an ihrer Unterseite versilberte kleine runde Deckgläschen nebeneinander aufge kittet sind. In die Silberschicht sind verschiedene Parallel- und Kreuzgitter eingraviert. Wir wollen uns hier nur mit dem mittleren Gitter beschäftigen, das aus parallelen Linien besteht, die auf der einen Hälfte einen Abstand (Gitterkonstante e auf S. 329) von 16μ , auf der andern einen solchen von 8μ haben und die in den hellen Linien etwa 10mal schmaler als in den dunkeln Zwischenstreifen sind. Zur Beobachtung der interessanten Erscheinung legt man die Spaltblende auf die Iris des Beleuchtungsapparats eines Zeißschen Mikroskops, klappt den Kondensator zur Seite und beleuchtet mit einer intensiven Lichtquelle, am besten mit einer Nernstlampe, deren Faden in die Ebene der Spaltblende gerichtet wird. Man schraubt nun das Objektiv an das Zwischenstück und dieses an den Tubus und stellt das Mikroskop auf das einfache Liniengitter der Diffraktionsplatte ein. Nach Entfernung des Okulars sieht man die Spektren in der oberen Objektivbrennebene und zwar weit (Fig. 302 a unten), wenn das enge Gitter (Fig. 302 b unten), und eng (Fig. 302 a oben), wenn das weite Gitter (Fig. 302 b oben) unter dem Mikroskop liegt. Blendet man nun durch eine kleine Spaltblende alle Spektren in der Brennebene des Objektivs ab und läßt nur das Licht des weißen Mittelstreifens der Fig. 303 a zum Okular gelangen, so sieht man im Mikroskop keinerlei Einzelheiten des Objekts, sondern nur eine graue, undifferenzierte Fläche (Fig. 303 b zum Unterschied von Fig. 302 b). Tauscht man dann die kleine Blende der Fig. 303 a gegen eine breitere aus (Fig. 304 a), sodaß von den engegelegenen Spektren der weiten Gravierung noch die ersten rechts und links hindurchtreten, so sieht man zwar die grobe Teilung, aber nicht in den wirklichen Unterschieden der Strichdicken, während die feine Teilung überhaupt noch unsichtbar bleibt (Fig. 304 b). Schiebt man eine noch breitere (dem Diffraktionsapparat gewöhnlich nicht beigegebene) Blende ein, welche die Spektren 1 und 2

¹⁾ Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung. M. Schultzes Archiv f. mikroskopische Anatomie. 9. 1873. 413 bis 468. E. Abbes Gesammelte Abh. I. 1904. 45—100. S. auch H. Ambrohn und H. Siedentopf, Zur Theorie der mikroskopischen Bilderzeugung nach Abbe. Heft 2 der Übungen zur wissenschaftlichen Mikroskopie. Leipzig 1913. 25 S. — Der Diffraktionsapparat wurde 1876 in den Handel gebracht.

(s. Bezeichnung bei Fig. 302 a), sowie 1' und 2' der groben und I und I' der feinen Teilung hindurchtreten läßt (Fig. 305 a), so erscheint die grobe Teilung deutlich und die feine Teilung angedeutet (Fig. 305 b). Durch Nichtabblenden der Spektren II und II' würde dann auch diese Teilung deutlicher. Besonders überzeugend für die Abbesche Theorie und in seiner Weise überraschend wirkt der Versuch mit der dreifachen Spaltblende (Fig. 306 a), die nur die Spektren 2 und 2', sowie I und I' durchtreten läßt. In diesem Fall erscheint das Gitter der Diffraktionsplatte oben und unten gleich weit (Fig. 306 b), obgleich doch die Objekte verschieden sind. Man sieht also, daß das Bild von der Apertur des Objektivs abhängt, denn die Blenden ändern ja diese Apertur von Fall zu Fall. Aus diesen lehrreichen Versuchen zieht man bald den Schluß, daß eine feine Struktur nur dann von einem Objektiv richtig abgebildet werden kann, wenn die Apertur hinreicht, um mindestens ein Fraunhofer-sches Spektrum in seiner Brennebene entstehen zu lassen.

Die Abbesche Theorie gibt auch den Weg an, wie man die Grenze der Sichtbarkeit (Auflösungsvermögen = Penetrationsvermögen, Erkennbarkeit kleinster Objekte) ermittelt. Nennen wir den halben Öffnungswinkel des Objektivs V und die num. Apert. $U = \sin V$, so ist nach Fig. 301 unten, wenn das erste Spektrum noch gerade am Rande der Brennebene ($P_3 U_3$ in Fig. 299, S. 323) auftritt,

$$e = \frac{\lambda}{\sin V}. \quad (5)$$

Bei Trockensystemen erreicht V theoretisch höchstens 90° und $\sin V$ den Wert 1,00, daher wird nach Gleichung (5) die auflösbare Korngröße höchstens der angewandten Lichtwellenlänge gleichkommen. Bei Beleuchtung mit rotem oder blauem Licht kann also e von rund 0,80 bis $0,40 \mu$ schwanken. In Wirklichkeit geht die Apertur bei Trockensystemen nur bis 0,95 und das Auflösungsvermögen ist hier entsprechend geringer. Bei Immersionssystemen, wo der Beugungsvorgang am Gitter nicht in Luft, sondern in der Immersionsflüssigkeit mit dem Brechungsindex n sich abspielt, lautet der Ausdruck für den Grenzwert des Gitters

$$e = \frac{\lambda}{n \cdot \sin V}.$$

Nun werden manche Immersionsobjektive mit einer numerischen Apertur $n \cdot \sin V = 1,4$ gebaut, daher muß bei ihnen

$$e = \frac{\lambda}{1,4}$$

werden, und die Feinheit der noch auflösbaren Strukturen kann auf 0,55 bis $0,27 \mu$ hinuntersteigen. Die Grenze der Auflösbarkeit läßt sich aber noch weiter treiben, wenn man schiefe Beleuchtung anwendet, sodaß die ungebeugten Strahlen an den einen Rand der Brennebene und die Strahlen des seitlichen Spektrums an den andern Rand fallen. Durch diesen in

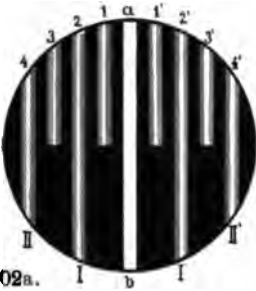


Fig. 302 a.



Fig. 302 b.



Fig. 303 a.



Fig. 303 b.



Fig. 304 a.

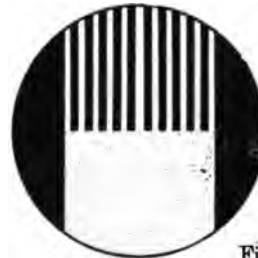


Fig. 304 b.

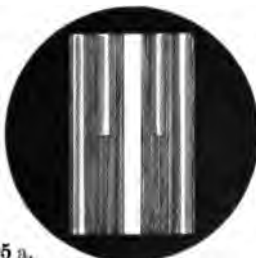


Fig. 305 a.

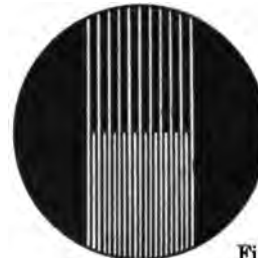


Fig. 305 b.



Fig. 306 a.

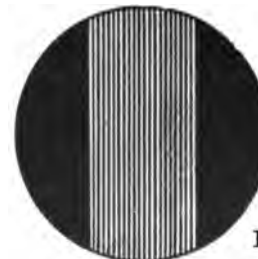


Fig. 306 b.

Fig. 307 graphisch angedeuteten Kunstgriff verdoppelt sich der Abstand ϵ des noch aufnehmbaren Spektrums oder umgekehrt halbiert sich die Dimension e . Es ist jetzt

$$e = \frac{\lambda}{2n \cdot \sin V}, \text{ d. h. } e = 0,28 \text{ bis } 0,14 \mu. \quad (6)$$

Schließlich erreicht man mit ultraviolettem Licht, wie es bei photographischen Aufnahmen oder bei fluoreszierenden (phosphoreszierenden, s. S. 211) Okularen angewandt werden kann, für e einen noch etwas

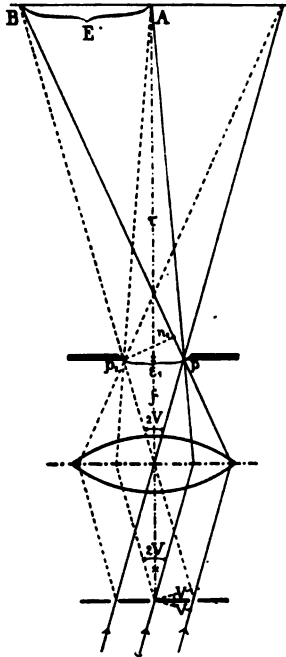


Fig. 307.

kleineren Wert und zwar den äußersten Grenzwert für die noch sichtbar zu machenden kleinsten Teilchen

$$e = 0,07 \mu. \quad (7)$$

Noch feinere Strukturen oder Texturen lassen sich selbst mit dem besten Mikroskop auch theoretisch nicht mehr auflösen. Das ist beiläufig ein Wert, der immer noch 2000mal größer ist als die Maschenweite des Diamantraumgitters.

Gewöhnlich beobachtet man bei weißem Licht, wo die physiologisch wirksamsten Strahlen eine Wellenlänge von etwa $0,550 \mu$ haben. Hierfür berechnen sich bei verschiedenen Aperturen folgende Dimensionen der kleinsten noch eben auflösbaren Objekte e .

Numerische Apertur $U = n \sin V$	Kleinste Objekte bei Licht von $\lambda = 0,55 \mu$ $e = \frac{\lambda}{2 n \sin V}$	Geringste Vergrößerung
0,10	2,75 μ	27
0,30	0,92 "	79
0,60	0,46 "	159
0,90	0,31 "	235
1,20	0,23 "	317
1,40	0,19 "	384

Die Werte für e in vorstehender Tabelle geben einen sicheren Anhalt für die Vergrößerungen, die mit wirklichem Nutzen zur Enthüllung von Einzelheiten anzuwenden sind. Man hat sich nur zu erinnern, daß unsere Augen bei mikroskopischen Objekten als kleinsten Sehwinkel $0^{\circ} 1'$ verlangen¹⁾ (s. S. 288). Dies entspricht in der sog. deutlichen Sehweite von 250 mm einem Bogenstück von 73μ Länge. Will man also die Dimension e in der deutlichen Sehweite noch erkennen, so muß man sie mindestens

$$v = \frac{73}{e} \text{ mal}$$

vergrößern. Dies führt dann für die einzelnen Aperturen und ihre zugehörigen e -Werte zu den Vergrößerungszahlen, die in der obigen Tabelle in der letzten Kolonne stehen. Man mag diese Vergrößerungen der Bequemlichkeit wegen vielleicht bis 5mal vervielfachen, was ja leicht mit entsprechenden Okularen zu erreichen ist, wird sich aber nach den ganzen Überlegungen dieses Paragraphen sagen müssen, daß damit keine neuen Aufklärungen über die Form kleinster Teilchen verbunden sein können. Auch eine 10 000fache Vergrößerung kann nur bis in die $0,19 \mu$ (unter Umständen bis in die $0,07 \mu$) Dimension wirksam hinuntersteigen.

Wie diese Verhältnisse in der Güte der Bilder zum Ausdruck kommen, läßt sich an den schönen Abbildungen zeigen, die C. Benedicks²⁾ veröffentlicht hat, und von denen hier zwei wiedergegeben werden. Das Prüfungsobjekt ist ein reliefpolierter Stahl mit 0,9% Kohle und mit einer sehr feinen Struktur von lamelliertem Perlit. Das abbildende System besteht aus einem Zeißschen Immersionsapochromat von 2 mm Brennweite und 1,3 num. Apertur, sowie einem Projektionsokular Nr. 4. Die Beleuchtung des 1200fach vergrößerten opaken Objekts geschah mit einem Beck'schen Illuminator (s. S. 378), der im Prinzip so wirkt, wie

¹⁾ Manche Mikroskopiker lassen die Grenze der Unterscheidbarkeit schon bei $0^{\circ} 2'$ beginnen; sie müssen dann die Zahlen für die geringste Vergrößerung in obiger Tabelle verdoppeln.

²⁾ Eine bisher übersene Grundbedingung für die Erhaltung scharfer metallographischer Mikrophotographien bei starken Vergrößerungen. „Metallurgie“. 6. 1909. 320—323. Siehe auch C. Benedicks und E. Walldow, Z. f. wiss. Mikrosk. 36. 1920. 193—218.

ein Gaußscher Spiegel bei Fernrohrakollimation. Bei der Aufnahme der Fig. 308 wurde dieses Glas zur Hälfte abgeblendet, während es bei der Aufnahme der Fig. 309 in seiner ganzen Breite zur Beleuchtung

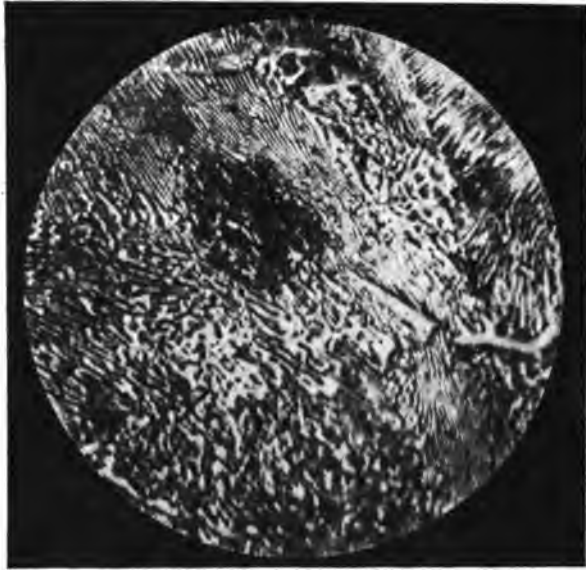


Fig. 308.

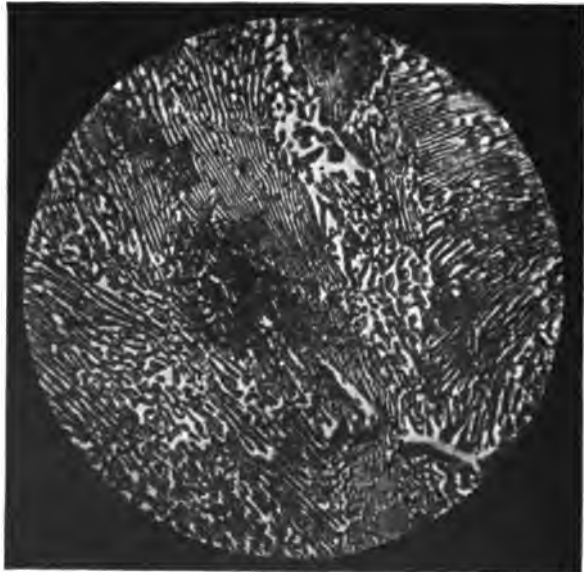


Fig. 309.

diente. Man sieht bei dem Vergleich der beiden Figuren, wie viel unvollkommener das Auflösungsvermögen des Apochromats ist, wenn es nicht mit seiner ganzen Apertur 1.30 in Anspruch genommen wird.

101. Objektive. Die wertvollsten optischen Teile des Mikroskops sind die Objektive. Bei ihren Konstruktionen finden die in Paragraph 94 und 95 erörterten Grundvorstellungen Anwendung. Früher stellte man nur Achromate her, d. h. Objektive, die für Strahlen mittlerer Brechung aplanatisch und für Strahlen der *C*- und *F*-Linie achromatisch durchkonstruiert waren. Hier sind also die wichtigsten Abbildungsfehler nur für die mittleren, physiologisch wirksamsten Strahlen des sichtbaren Spektrums genügend vollkommen korrigiert. Andere Lichtarten wurden diesen Bedingungen nicht unterworfen und folgten daher nicht genau den Forderungen des Aplanatismus und der Achromasie, sodaß noch mehr oder weniger zarte Farbensäume der Bilder, die man als die des sekundären Spektrums bezeichnet, übrig bleiben. Seit den Bemühungen von Ernst Abbe auf dem Gebiet der abbildenden Optik und seit seinem gemeinsamen Arbeiten mit Otto Schott, das zur Errichtung des auf wissenschaftlicher Grundlage arbeitenden Glaswerkes Schott und Genossen in Jena führte, ist die Mannigfaltigkeit der dem Optiker zur Verfügung stehenden Gläser bedeutend gestiegen¹⁾. Damit und unter Hinzuziehung des Flußspats, der in seinen ungewöhnlich niedrigen Dispersions- und Brechungsverhältnissen immer noch eine Sonderstellung einnimmt, sind die Möglichkeiten zur Errechnung neuer Linsenkombinationen viel zahlreicher geworden und haben u. a. zur Beseitigung auch des sekundären Spektrums geführt. Linsensysteme, die für zwei Farben aplanatisch und für drei Farben achromatisch konstruiert sind, pflegt man nach Abbe als Apochromate (Entfärbte) zu bezeichnen. Die Verbesserung der Abbildungsfehler erstreckt sich hier annähernd gleichmäßig über die ganze Ausdehnung des sichtbaren Spektrums vom Rot bis zum Violett.

Bei den Achromaten äußert sich der Mangel der Strahlenvereinigung nach den Enden des Spektrums vor allem darin, daß bei der üblichen Beleuchtung mit weißem Licht die Schärfe des Bildes merklich leidet, wenn starke Okulare benutzt werden. Aus diesem Grunde werden die Achromate, besonders die stärkeren, mit verhältnismäßig hoher Eigenvergrößerung (kurzer Brennweite) ausgeführt, sodaß schwache oder mittelstarke Okulare in der Regel zum Beobachten genügen. Weiter haben die genannten Mängel der Strahlenvereinigung zur Folge, daß die Farben der Objekte nicht in ihren feinsten Abtönungen genau wiedergegeben werden. Demgegenüber vertragen die Apochromate, wie die Firma

¹⁾ Sitzber. Jenaische Ges. f. Med. u. Nat. 1886. 107—128. Abbes Ges. Abhandl. I. 1904. 450—486.

Zeiß sagt¹⁾, dank der sehr vollkommenen Strahlenvereinigung, ohne Schaden auch sehr starke Okularvergrößerungen; sie gewähren also hohe Gesamtvergrößerungen bei verhältnismäßig schwachen Objektiven. Dieser Umstand bietet vor allem den Vorteil, daß der Spielraum der nutzbaren Vergrößerung, den ein Objektiv beherrscht, bei den Apochromaten wesentlich größer ist, als bei den Achromaten. Man kann also mit ein und demselben Objektiv und mit einigen Okularen schon sehr verschiedene Vergrößerungen erreichen. Ein weiterer Vorzug der vollkommenen Strahlenvereinigung ist es, daß die Farben der Objekte auch in ihren feineren Abstufungen richtig wiedergegeben werden. Es sind daher bei allen schwierigen Untersuchungen, wo die höchsten Ansprüche an die optische Leistung des Mikroskops gestellt werden, die Apochromate den Achromaten vorzuziehen. Sie zeigen bei zarten Objekten wie Diatomeen, Bakterien u. dgl. eine Klarheit der Bilder, wie man sie selbst bei guten Achromaten vergeblich sucht.

Allerdings macht die große Apertur und der verhältnismäßig große freie Objektabstand eine Krümmung der Bildfläche auch bei diesen Objektiven unvermeidlich, so daß Rand und Mitte des Bildes nicht gleichzeitig scharf erscheinen, sondern nacheinander mit Hilfe der Mikrometerschraube eingestellt werden müssen. Ferner ist noch folgende Bemerkung der Firma Zeiß wegen der Anwendung bestimmter Okulare von Wichtigkeit. „Die eigenartige Konstruktionsform fast aller Mikroskop-Objektive von beträchtlicher num. Apertur, (die in der Verwendung einer nicht achromatischen, stark gekrümmten, oft überhalbkugeligen Frontlinse besteht), bringt es mit sich, daß sie stets einen gewissen Farbenfehler für die außeraxialen Teile des Sehfeldes behalten (chromatische Differenz der Vergrößerung)²⁾. Die verschiedenfarbigen Elementarbilder jedes Objekts, aus denen das definitive Bild zusammengesetzt ist, werden verschieden groß, das blaue größer als das rote. Entwirft man mit solchen Objektiven ein Bild ohne Okular, oder betrachtet man das Bild mit einem der gewöhnlichen Okulare, so bemerkt man Farbensäume, die nach dem Rande des Sehfeldes zu wachsen. — Auch die apochromatischen Objektive haben diese Eigenschaft, und zwar ist sie hier absichtlich auch den schwächeren Systemen in annähernd gleichem Grade erteilt worden, weil nämlich hierdurch ein Mittel geboten war, durch geeignete Okulare den Fehler fast vollständig zu beseitigen. Zu diesem Zwecke sind die Okulare so konstruiert worden, daß sie ihrerseits den entgegengesetzten Fehler in gleichem Betrage haben, nämlich daß sie für Rot stärker vergrößern als für Blau. Durch den Gebrauch solcher Okulare wird daher der Fehler der Objektive kompensiert. Das Bild des Objekts erscheint dann gleichmäßig farbenrein bis zum Rande des das

¹⁾ C. Zeiß, Mikroskope. 35. Ausg. Jena 1912/13 und Druckschrift der Zeißwerke. Mikro 367. 1921.

²⁾ Vgl. D i p p e l, Das Mikroskop. 2. Aufl. 1882. 225—227. C z a p s k i, Theorie der optischen Instrumente. 1893. 134.

Sehfeld begrenzenden Diaphragmas, während das Bild des Diaphragmenrandes selbst einen rötlichen oder gelblichen Saum zeigt.“

Die vorzüglichen Eigenschaften der Apochromate treten wie gesagt erst bei feinen Objekten recht eigentlich in die Erscheinung. Größere Gegenstände lassen die Unterschiede zwischen Apochromaten und Achromaten weniger auffallend wenn überhaupt hervortreten. Man wird also die letzteren immer noch gelten lassen und zwar umsomehr als durch Einführung von geeigneten Glasarten und Flußspat es möglich geworden ist, die Strahlenvereinigung auch bei den stärkeren Achromaten so beträchtlich zu verbessern, daß sie in gewissem Sinne eine Mittelstellung zwischen den älteren eigentlichen Achromaten und den Apochromaten einnehmen. Solche Systeme sind zuerst durch die Firma R. Winkel eingeführt worden und haben die Bezeichnung „Fluoritsysteme“ oder „Semiapochromate“ erhalten.

Wenn auch, wie R. Winkel sagt, ihre Farbenkorrektion wegen des einfacheren Baues nicht ganz so vollkommen ist, wie die der Apochromate, so sind sie doch in bezug auf Bildschärfe, Auflösungsvermögen und Ebenheit des Gesichtsfeldes den Immersionssystemen als völlig gleich zu betrachten. Ein kleiner Rest des sekundären Spektrums hat für viele Untersuchungen keine praktische Bedeutung und wird wegen des geringeren Preises gerne in den Kauf genommen werden.

Nur an geeigneten feinen Präparaten und auch nur bei fachmännischer Durchbildung ist es möglich, die Qualitäten der Achromate, Fluoritsysteme und Apochromate festzustellen.

Wenn man nun einmal diese Einteilung in Achromate, Fluoritsysteme und Apochromate gelten läßt, so kann man weiter eine Ordnung nach schwachen, mittelstarken und starken Systemen, sowie eine Gruppierung nach Brennweiten und Aperturen vornehmen. Ferner kann man Trockensysteme und Immersionssysteme unterscheiden, von denen die ersteren die vom Objekt kommenden Strahlen durch die Luft in die Frontlinse eintreten lassen, während die letzteren eine Flüssigkeit zwischen Deckglas und diese Frontlinse einschalten. Je nachdem diese Flüssigkeit aus Wasser oder aus Öl besteht, unterscheidet man auch noch Wasser- und Ölimmersionen und nennt die letzteren auch wohl homogene Immersionen, weil das einbettende Öl nahezu von der gleichen Lichtbrechung und Dispersion wie das Glas der Frontlinse gewählt wird (s. S. 293). Die erste brauchbare Wasserimmersion wurde 1850 von G. B. Amici ausgeführt, die erste homogene Immersion nach E. Stephenson's Vorgang 1878 von E. Abbe. Apochromate gelangten 1886 auf den Markt, und Fluoritsysteme erschienen erst vor etwa 20 Jahren. Nach diesen Einteilungsprinzipien wird man die gegenwärtig hergestellten hauptsächlichsten Objektivtypen folgendermaßen gruppieren können:

Objektive		Äquivalentbrennweiten	Numerische Aperturen
Achromate	Schwach	54—15 mm	0,09—0,30
	Mittelstark	12—7 "	0,35—0,58
	Stark	6—3 "	0,60—0,85
	Wasser-Immersion	6—2 "	1,05—1,20
	Homogene Immersion	2,5—1,4 "	1,00—1,30
Fluorit-systeme	Schwach	13	0,38
	Mittelstark	3,5	0,60
	Stark	4,5—2,2	0,85—0,95
	Homogene Immersion	1,8—1,4	1,30—1,32
Apochromate	Schwach	40—16	0,10—0,30
	Mittelstark	8,5	0,60—0,65
	Stark	4,5—3	0,85—0,95
	Wasser-Immersion	2,5	1,25
	Homogene Immersion	3—1,4	1,30—1,40

Außer den in dieser Übersicht angegebenen Daten sind für die Objektive noch von praktischer Bedeutung die freien Objektabstände und die objektiven Sehfelder, d. h. die Durchmesser der bei den betreffenden Kombinationen von Objektiv und Okular dem Beobachter sichtbaren kreisförmigen Gebiete des Präparats. Hier schätzt man im allgemeinen ein System umso höher ein, je größer verhältnismäßig diese Ausmaße sind. Die stärksten Trockensysteme haben einen freien Objektabstand von nur 0,15 mm und einen objektiven Sehfelddurchmesser von 0,23 mm. Die schwächsten Objektive sind einfache achromatische Doppellinsen, die hier keiner Illustration bedürfen. Einige andere Typen sind in den Figuren 310 bis 320, 322—324 abgebildet. Fig. 310 stellt ein Zeiß'sches Objektiv a^* dar, das aus zwei achromatischen Linsen in einer besonderen Kombination besteht. Durch einen drehbaren Ring können beide Linsen, ähnlich wie bei den Systemen mit Korrekptionsfassung, (s. w. u.) gegeneinander verschoben werden, wodurch die Äquivalentbrennweite sich von 43 mm auf $\frac{2}{3}$ dieses Maßes, also auf 29 mm verringern läßt; die Apertur beträgt 0,10. Bei diesem System wird, wenn die Brennweite des vereinigten Systems und auch der freie Objektabstand zunimmt, die obere Linse von der unteren entfernt. Es gibt aber auch Konstruktionen, bei denen die Hebung der oberen Linse eine Verkleinerung der Gesamtbrennweite und des freien Objektabstandes bewirkt. So muß man bei einem Zeiß'schen Korrektionssystem DD mit $f = 4,3$ mm die obere Linse von den andern entfernen, um das System auf eine kleinere Deckglasdicke einzustellen, und ähnlich liegen die Verhältnisse bei einem Reichertschen Apochromatobjektiv mit Korrekptionsfassung (Fig. 318). Die Fig. 318 bezieht sich also in dem ausgeführten Teil auf ein dickes, in dem ge-



Fig. 810.
 Zeiss'sches Achromat a*
 mit Korrekionsfassung
 $f = 48 - 29$ mm
 $U = 0,10$ "



Fig. 811.
 Leitz'sches Achromat 3
 $f = 18$ mm
 $U = 0,28$ "



Fig. 812.
 Winkelsches Achromat 3
 $f = 12$ mm
 $U = 0,35$ "



Fig. 813.
 Winkelsches
 Achromat 5 a
 $f = 5,6$ mm
 $U = 0,75$ "

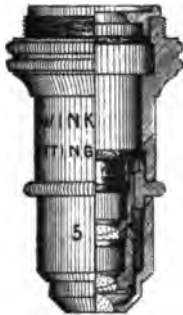


Fig. 814.
 Winkelsches
 Achromat 5
 $f = 5$ mm
 $U = 0,60$ "



Fig. 815.
 Leitz'sches
 Achromat 6
 $f = 4,0$ mm
 $U = 0,82$ "



Fig. 816.
 Reichert'sches
 Achromat 7 a
 $f = 5,2$ mm

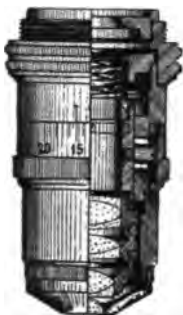


Fig. 817.
 Winkelsches Apochromat
 mit Korrekionsfassung
 $f = 4$ mm
 $U = 0,95$ "



Fig. 818.
 Reichert'sches Apochromat
 mit Korrekionsfassung
 $f = 4$ mm
 $U = 0,95$ "
 Stellung für dünnes Deckglas



Fig. 819.
 Zeiss'sches Apochromat
 mit Korrekionsfassung
 $f = 3$ mm
 $U = 0,95$ "

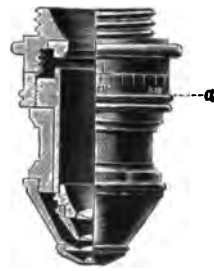


Fig. 820.
 Seibert'sches Apochromat 6 h
 mit Korrekionsfassung
 $f = 3,1$ mm
 $U = 0,90$ "

strichelten Teil auf ein dünnes Deckglas. (Weiteres über Korrekktionssysteme s. S. 345.)

Fig. 311 zeigt die Abbildung eines Leitzschen schwachen Trockensystems von 18 mm Brennweite und 0,28 num. Apertur. Es besteht aus einer dreifachen Front- und einer doppelten Hinterlinse, auf die sich die Korrekktionen verteilen. Das in Fig. 312 abgebildete mittelstarke Winkel'sche Objektiv Nr. 3 von 12 mm Brennweite besteht aus zwei einfachen Linsen und einer Doppellinse.

Über die starken Trockensysteme in den Figuren 313—316 ist folgendes zu bemerken. Das Winkel'sche Objektiv 5a (Fig. 313) mit der Brennweite von 5,6 mm und der Apertur 0,75 zeigt Abweichungen von allen sonst bekannten Konstruktionen, nämlich ein schon z. T. achromatisiertes, halbkugelförmiges Frontglied und ein Korrekktionssystem, das sich aus einer einfachen und einer dreifach verkitteten Linse zusammensetzt. R. Winkel betont bei den Objektiven dieser als a-Serie bezeichneten Fabrikate, daß sie ohne Benutzung von Flußspat die Eigenschaften unübertroffener achromatischer Objektive besitzen. Bei dem andern, in Fig. 314 abgebildeten Winkel'schen Objektiv Nr. 5 von 5 mm Brennweite und num. Apertur 0,60 sieht man eine einfache frontale Halbkugel, den Träger der Vergrößerung, mit zwei Doppellinsen zur chromatischen und sphärischen Korrekktion verbunden. In Fig. 315, einem Objektiv 6 der Firma Leitz mit der Brennweite von 4 mm und der Apertur 0,82 haben wir einen ähnlichen Typus wie im vorigen Fall, nur wird hier die Korrekktion durch eine doppelte und eine dreifache Linse besorgt. Die Bauart des Reichert'schen Achromats in Fig. 316 ist der des Winkel'schen in Fig. 314 ähnlich.

Die folgenden vier starken Trockensysteme von Winkel, Reichert, Zeiß und Seibert mit den Brennweiten 4, 4, 3 und 2,1 mm und den Aperturen 0,95, 0,95, 0,95 und 0,90 (Fig. 317, 318, 319, 320) haben bei aller Verschiedenheit der einzelnen Linsensätze das Gemeinsame, daß die beiden unteren Linsen oder Linsenkombinationen ihren Abstand gegen die oberen verändern und sich dadurch der Deckglasdicke anpassen können. Diese Deckglasdicke ist bei stärkeren Trockensystemen für die Güte der Bilder in hohem Maße verantwortlich zu machen, während sie bei homogenen Immersionen keine Rolle spielt. Denn die Immersionsflüssigkeit ist in der Lichtbrechung sozusagen identisch nicht nur mit der Frontlinse, sondern auch mit dem Deckglas, und was hier etwa zu viel eingeschoben wird, kommt bei der Flüssigkeit in Abzug und geht an dem freien Objektabstand verloren.

Bei diesem Einfluß der Deckglasdicke auf den Strahlengang in den starken Trockensystemen liegen die Verhältnisse folgendermaßen. In Fig. 321 sei P ein in Kanadabalsam eingebetteter Punkt des Objekts. Bei dem Übergang der von ihm ausgehenden Strahlen in Glas findet keine erhebliche, in Luft dagegen eine sehr deutliche Ablenkung statt. Die genau nach dem Brechungsgesetz konstruierten Strahlen l_1, l_2, l_3 und r_1, r_2, r_3 ,

welche Deckgläser von verschiedener Dicke passiert haben, gehen nun bei Rückwärtsverlängerung nicht mehr durch einen Punkt. Diese verzerrten Punkte sind die eigentlichen Objekte, auf die eingestellt wird. — Erinnern wir uns der Fig. 257, wonach bei Linsen mit großer Öffnung die von einem einzigen Objektpunkt a ausgehenden randlichen Strahlen die Achse näher der Linse schneiden als die zentralen Strahlen und daher hier das Bild in eine Reihe von achsialen Punkten zwischen b_1 und b_2 aufgelöst wird, so kann umgekehrt aus einem verzerrten Objektpunkt, wie er durch die Wirkung des Deckglases entsteht, ein gutes Bild zustande kommen. Nun sieht man aus Fig. 321, daß die durch das dünne Deckglas gehenden Strahlen $r_1 r_2 r_3$ ihre Schnittpunkte bei a auf einen kleineren

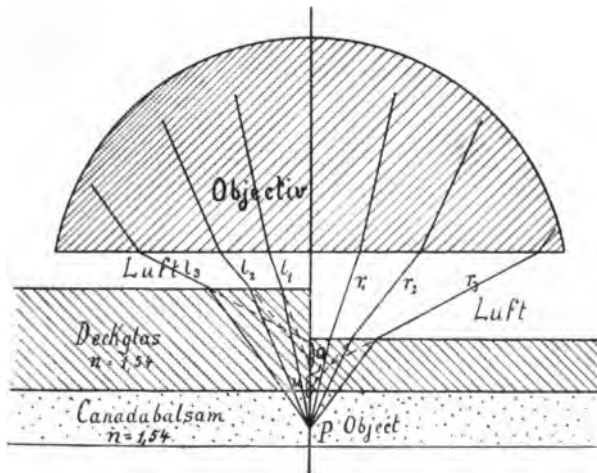


Fig. 321.

Vertikalraum verteilen, als es bei den durch ein doppelt so starkes Deckglas gehenden Strahlen $l_1 l_2 l_3$ der Fall ist. Beide Aberrationen kann man nicht durch ein und dasselbe System aufheben. Die meisten Objektive werden mit einer Unterkorrektur (s. auch Fig. 257) hergestellt, die einer mittleren Deckglasdicke von etwa 0,15 mm entspricht. Feinere Systeme tragen seitlich auf der Fassung die in Millimeter angegebene Deckglasdicke, für die sie am vollkommensten korrigiert sind. Objektive mit Korrekturfassung, wie die obigen in den Figuren 317—320, erlauben nun durch Verschiebung der Linsen gegeneinander die Unterkorrektur der jeweiligen Deckglasdicke anzupassen. Durch einen Korrekturring etwa in der Mitte des Objektivs wird die Entfernung zwischen den beiden oberen Linsen und den beiden mit der äußeren Fassung fest verbundenen unteren Linsen — bei Reichert sind es zwei untere und eine obere Linse — variiert. Zur Prüfung der Objektive auf ihren Korrekturzustand und zur Bestimmung der geeignetsten Deckglasdicke hat A b b e eine Testplatte konstruiert, die von Zeiß in Jena hergestellt wird. Dieses Präparat,

dessen Beobachtung nicht nur theoretisch interessant ist, sondern auch jedem Praktiker sehr empfohlen werden kann, trägt 6 kleine, mit eingritzten Linien versehene Silberfolien, die mit Deckgläschen von genau



Fig. 322.

Leitzsche homogene
Immersion $\frac{1}{12}$
 $f = 1,8$ mm
 $U = 1,30$ „



Fig. 323.

Winkelache homogene
Immersion
 $f = 1,8$ mm
 $U = 1,30$ „



Fig. 324.

Reichertsche apochromatische
Immersion
 $f = 1,8$ mm
 $U = 1,30$ „

bestimmter Dicke (0,09—0,24 mm) bedeckt sind; die zackigen Konturen der Gravierung bilden ausgezeichnete Probeobjekte, auf die auf S. 348 näher eingegangen wird.

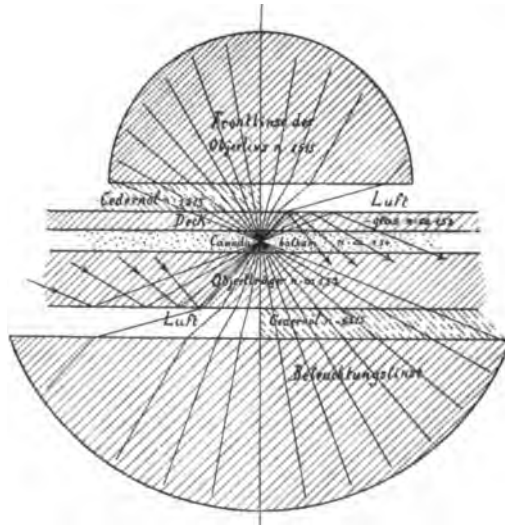


Fig. 325.

Schließlich sind in den Figuren 322, 323 und 324 drei homogene Immersionen (Ölimmersionen), die eine von E. Leitz, die andere von R. Winkel, die dritte von C. Reichert mit den Brennweiten 1,8, 1,8 und 2 mm (die traditionelle Bezeichnung lautet auch wohl $\frac{1}{12}$ Zoll)

und mit den num. Aperturen 1,30 dargestellt¹⁾. Besonders bei der ersten und der letzten Figur sieht man über der frontalen Halbkugel einen Meniskus, der nach den Erörterungen auf S. 292 und an Hand der Figuren 262, 263 und 264 das Amicische Prinzip bezüglich des aplanatischen Punktes der Kugel zur Anwendung bringt. Die hinteren ein-, zwei- und dreifachen Linsen übernehmen die Korrektion.

Um nun die hohen Aperturen dieser Immersionssysteme voll auszunutzen — und auch um das Amicische Prinzip in möglichster Reinheit zur Anwendung zu bringen — muß man zwischen Deckglas und Frontlinse ein mit ihnen in der Lichtbrechung übereinstimmendes Medium, z. B. Zedernöl, bringen. Andernfalls gelangen die stärker geneigten Strahlen wegen der Totalreflexion gar nicht ins Objektiv, wie dies die rechte obere Hälfte von Fig. 325 zeigt. Es genügt aber nicht nur, zwischen Deckglas und Objektiv diese Immersionsflüssigkeit einzuschalten, sondern das gleiche hat — volle Ausnutzung des Objektivs vorausgesetzt — zu geschehen für den Raum zwischen Beleuchtungslinse und Objekttträger. Wäre rechts unten (Fig. 325) anstatt Zedernöl nur Luft wie auf der linken Seite, so würden die stärker geneigten Strahlen schon an der Planfläche der Beleuchtungslinse Totalreflexion erfahren. Die mit Pfeilen versehenen Linien zeigen den Strahlenverlust an, der entweder schon unten oder erst oben eintritt.

Die Prüfung der Objektive auf ihre abbildenden Qualitäten wird von den Mineralogen und Petrographen selten vorgenommen, weil die Forderungen hier nicht sehr weit gehen und, wie an anderer Stelle schon gesagt, die starken Vergrößerungen nur selten gebraucht werden. Da diese Materie für uns also weniger wichtig ist, könnte auf das ausführliche Kapitel in Dippels Handbuch 1882, S. 367—415 verwiesen werden; indessen mögen doch einige Probeobjekte, die jeder mit seinen Objektiven gerne einmal betrachten wird, kurz besprochen werden. Bei diesen Prüfungen handelt es sich also um die definierende und die penetrierende Kraft der Linsensysteme. Zur Orientierung sei noch einmal bemerkt, daß man unter definierender Kraft oder dem Zeichnungsvermögen die Fähigkeit der Linsen versteht, ein Objekt klar und scharf abzubilden, unter penetrierender Kraft oder Auflösungsvermögen dagegen die Fähigkeit des Sichtbarmachens sehr kleiner Objekte. Das Definitionsvermögen hängt ab von der möglichst vollkommenen Vereinigung aller von einem Punkt des Objekts ausgehenden Strahlen zu einem Bildpunkt und zwar für verschiedene Lichtarten, das Penetrationsvermögen hauptsächlich von der Apertur, wie dies ja in Paragraph 100 über sekundäre Abbildung ausführlich behandelt wurde. Zuerst sei unter den Probeobjekten die auf S. 345 schon einmal berührte Abbesche Testplatte erwähnt²⁾.

¹⁾ Auch die andern öfters genannten Firmen stellen ausgezeichnete Immersionssysteme her; sie sind hier nicht abgebildet, weil zufällig keine Abbildungen in den Katalogen vorhanden waren.

²⁾ Schultzes Archiv f. mikroskop. Anatomie. 9. 1873. 434--437. Abbes Ges. Abhandl. I. 1904. 66--68.

Sie ist in Fig. 326 a abgebildet und besteht aus 5 Gruppen von parallelen Streifen, die in eine auf der Unterseite eines Deckglases niedergeschlagene Silberschicht eingerissen sind. Jede Gruppe, die in Fig. 326 a nur als eine breite schwarze Linie erscheint, löst sich bei starker Vergrößerung in ein System von 10 Linien auf, deren Ränder mannigfach gezackt sind und dadurch für die starken Objektive sehr empfindliche Probeobjekte abgeben, wie dies in Fig. 326 b zu sehen ist.

Die Deckgläser haben, wie schon S. 346 gesagt, verschiedene Dicken oder bestehen aus einem langen Glasstreifen, der in seiner Dicke keilförmig ansteigt und dadurch eine dem betreffenden Objektiv am besten zusagende Deckglasdicke auszuprobieren erlaubt. Eine genauere Beschreibung der Art der Verwendung der Testplatte ist nur für den Besitzer einer solchen von Nutzen, und diese erhält er durch eine von den Zeißwerken gelieferte Gebrauchsanweisung. Nur soviel

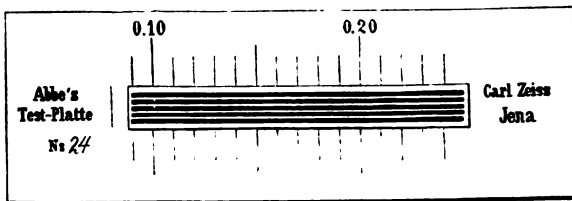


Fig. 326 a.



Fig. 326 b.

sei hier bemerkt, daß man aus nebligen Säumen, aus mangelnder Schärfe der Konturen, aus verschiedener Einstellung bei schiefer und gerader Beleuchtung auf sphärische Über- und Unterkorrektion und auf ungentügendes Zusammenwirken der Strahlen in den einzelnen Linsenzonen schließen kann, daß man weiter aus der Beschaffenheit der Farbensäume bei gerader und schiefer Beleuchtung die Unterschiede zwischen den achromatischen Systemen, den Fluoritsystemen und den Apochromaten sehr deutlich erkennen kann. Zur Prüfung des Penetrations- oder Auflösungsvermögens eines Mikroskops bedient man sich auch mit Vorteil der Diatomaceenplatte von J. D. Möller, Holstein, mit den in der unten stehenden Tabelle aufgeführten Arten. Die Maße der feinen Strukturen nach Morley entnehme ich nach Umrechnung in μ A. Johannsens Manuel of petrographic methods, 2. Aufl., 1913 (Neudruck von 1918), S. 191.

Eupodiscus Argus Ehrbg.

- | | |
|--------------------------------------|------------|
| 1. Triceratium Favus Ehrbg. | 6,86 μ |
| 2. Pinnularia nobilis Ehrbg. | 1,95 „ |
| 3. Navicula Lyra Ehrbg. var. | 1,59 „ |

4. Navicula Lyra Ehrbg.	1,04 μ
5. Pinnularia interrupta Sm. var.	0,98 "
6. Stauroneis Phoenicenteron Ehrbg.	0,74 "
7. Grammatophora marina Sm.	0,66 "
8. Pleurosigma balticum Sm.	0,77 "
9. Pleurosigma acuminatum (Kg.) Grun.	0,55 "
10. Nitzschia Amphioxys Sm.	0,52 "
11. Pleurosigma angulatum Sm.	0,54 "
12. Grammatophora oceanica Ehrbg. = G. subtilissima	0,41 "
13. Surirella Gemma Ehrbg.	0,47 "
14. Nitzschia sigmoidea Sm.	0,41 "
15. Pleurosigma Fasciola Sm. var.	0,44 "
16. Surirella Gemma Ehrbg.	0,38 "
17. Cymatopleura elliptica Bréb.	0,40 "
18. Navicula crassinervia Bréb. = Frustulia saxonica Rabh.	0,30 "
19. Nitzschia curvula Sm.	0,28 "
20. Amphipleura pellucida Kg.	0,27 "

Eupodiscus Argus Ehrbg.

Man kommt nach den Darlegungen auf S. 336 mit der Streifung der an zwanzigster Stelle genannten Amphipleura pellucida schon an die Grenze des Auflösungsvermögens bei zentraler Beleuchtung mit violettem Licht oder bei schiefer Beleuchtung unter Anwendung von rotem Licht.

Es ist für den oft mit schwachen Vergrößerungen und Übersichtsbildern arbeitenden Petrographen nicht ohne Bedeutung, seine Objektive so zu wählen, daß die Bilder möglichst wenig gewölbt sind, daß also Mitte und Rand annähernd gleich scharf gesehen werden. Indessen weiß man, daß bei jeder mikroskopischen Abbildung eine solche Wölbung nicht zu vermeiden ist, daß sie aber auch nicht allzu störend hervortreten soll. Hier haben sich nun auch wieder die Fluoritsysteme und die Achromate mit den zu ihnen gehörenden Kompensationsokularen, sowie die modernen Achromate, mit neuen periplanatischen Okularen der Firma E. L e i t z zur Erzeugung ebener Bilder sehr bewährt¹⁾.

Mit besonderer Sorgfalt ist darauf zu achten, daß die Linsen keine Doppelbrechung, sei es infolge von Spannung im Glase, sei es infolge der gepreßten Fassung besitzen, damit das Gesichtsfeld zwischen gekreuzten Nicols möglichst dunkel ist. Eine vollständige und bis zum Rande in allen Teilen gleichmäßige Dunkelheit läßt sich wenigstens bei größeren Aperturen nicht erreichen, da die Linsenränder schon wegen der Brechung eine polari-

¹⁾ Über einen Vergleich vieler Objektive und Okulare verschiedener Firmen s. E. A. W ü l f i n g , Polarisationsmikroskop. 1918. S. 38—41.

sierende Wirkung ausüben, die aber in den meisten Fällen nur schwach wahrnehmbar ist ¹⁾. Die Prüfung der Objektive auf die Spannungsanomalien ist nicht unwichtig, da man unter Umständen nur bei anomalienfreien Objektiven oder bei Kenntnis des Maßes dieser Anomalien einigermaßen sicher zu entscheiden vermag, ob ein Achsenbild sich öffnet, also aus der Kreuzstellung in die Hyperbelstellung übergeht, und wie weit diese Öffnung erfolgt, oder ob das Kreuz wie bei einem optisch einachsigen Körper geschlossen bleibt, oder ob überhaupt gar keine Interferenzerscheinung auftritt und also ein isotroper Körper vorliegt. — Eine Vorstellung von dem Einfluß der Objektivdoppelbrechung kann man sich auf folgende Weise verschaffen. Man spaltet ein Glimmerblättchen sehr dünn, sagen wir bis auf $\frac{1}{50}$ mm Dicke, und reißt es dann, wie man Papier zu zerreißen pflegt, unter etwas schraubenförmiger Biegung der Lamelle schräg auseinander, sodaß an der Reißstelle äußerst dünne Glimmerlagen stufenweise aufeinander folgen. Diese Stufen sind schmal, messen meistens nur Bruchteile eines Millimeters, haben aber genügende Breite zur Beobachtung im konvergenten Licht mit den stärkeren Objektiven. Sie fallen z. T. dadurch auf, daß sie im reflektierten gewöhnlichen Licht, also ohne Anwendung irgendwelcher Polarisatoren, lebhaft Interferenzfarben zeigen. Ein solches Präparat allerdünnster Sorte stieg an einer Stelle in der Interferenzfarbe sogar bis zum Weiß I. Ordnung hinunter und mochte eine Dicke von noch nicht $\frac{1}{10} \mu$ haben. Der Gangunterschied ist hier, da die Doppelbrechung $\gamma - \beta$ bei dem vorliegenden Muskovit zu 0,004 bestimmt wurde, nur $0,0004 \mu$ oder weniger. An einer andern Stelle zeigte der zerrissene Glimmer im reflektierten gewöhnlichen Licht ein Dunkelgrün, das III. Ordnung zu sein schien. Diese Interferenzfarbe entsteht in einer Luftschicht von $0,688 \mu$ Dicke und, da der Glimmer eine Lichtbrechung von etwa 1,60 hat, in einer Glimmerschicht von $0,430 \mu$ Dicke. Der Gangunterschied muß also hier $0,0017 \mu$ sein, was sich ebenfalls der gewöhnlichen Messung, selbst mit dem Siedentopfschen Quarzkeil, entzieht. — Diese äußerst dünnen schon im gewöhnlichen reflektierten Licht Newtonsche Farben zeigenden Glimmerblättchen sind zu dem vorliegenden Zweck nun allerdings nicht geeignet. Dagegen beobachtet man an andern, dickeren Stellen dieser schief zerrissenen Glimmerblättchen zwischen gekreuzten Polarisatoren — also nicht mehr im gewöhnlichen reflektierten Licht, wie bei den ganz dünnen Stellen — ein tiefes Grau I. Ordnung, dessen Gangunterschied mit dem Siedentopfschen Quarzkeil (s. Abschnitt über Bestimmung der Doppelbrechung) zu $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{5}$ der Grundteilung bestimmt wurde. Es ist also hier $s_\gamma - s_\beta$ etwa $\frac{1}{7} \cdot 0,1 \mu$ oder $0,014 \mu$, und die Dicke etwa $3\frac{1}{2} \mu$.

¹⁾ F. Rinne, Zentralbl. f. Min. 1900. 89–90. Ferner F. E. Wright, Z. X. 55. 1915/20. 115–122. Theoretische Betrachtungen hat G. Cesàro in seinen Études optiques en lumière convergente veröffentlicht. Bull. Acad. R. Belge. 1906. 459–493. Ref. Z. X. 45. 1908. 269–271.

Solche Blättchen sind immer noch zehmal dünner als ein Viertelundulationsglimmerblatt, dessen Doppelbrechung $\gamma - \beta$ bei dem meisten Material den Wert 0,004 und nicht, wie sonst häufig angenommen, 0,006 erreicht, und etwa zwanzigmal dünner als das Papier, auf dem dieses Buch gedruckt ist. Diese Glimmerblättchen sind nun zur Untersuchung der Objektive auf Spannungsanomalien vortrefflich geeignet, lassen freilich auch erkennen, daß man es nur sehr selten mit spannungsfreien Fabrikaten zu tun hat. Jedenfalls können sie in der Hand eines geschickten mit der Linsenfassung betrauten Arbeiters heilsame Verwendung finden.

Bei den Fluoritsystemen und Apochromaten war früher zuweilen eine depolarisierende Wirkung der diesen Objektiven eingefügten Flußspatlinsen zu beobachten, die bei den Mikroskopen für gewöhnliches Licht freilich ohne Bedeutung, bei unseren Polarisationsmikroskopen unter Umständen aber doch recht störend sein kann. Die Fabrikanten haben aber mit der Zeit gelernt, nur solchen Flußspat zu verwenden, der auch hierfür die genügende Reinheit besitzt. Jedenfalls empfiehlt es sich eine Prüfung in dieser Richtung vorzunehmen und die Gesichtsfelder zwischen gekreuzten Nisols zu untersuchen.

102. Bestimmung der numerischen Apertur. Wie die Erörterungen über die Abbesche Theorie der sekundären Abbildung ergeben haben, ist die numerische Apertur von hoher Bedeutung für das Auflösungsvermögen der Objektive. Bei den kristalloptischen Untersuchungen kommt aber noch die Benutzung der Objektive für die Beobachtung im sog. konvergenten Licht hinzu, wo es sich um eine ausgesprochene Aperturercheinung handelt. Es ist also von doppeltem Wert, sich über diese Größen bei seinen Objektiven zu orientieren. Bei Trockensystemen kann man die in Fig. 252 abgebildete optische Bank benutzen, wenn man die Skala rechts durch eine lange in Zentimeter eingeteilte Latte ersetzt, auf der zwei reiterförmige schwarze Schieber von 1 cm Breite verschoben werden. Der vordere Brennpunkt des Objektivs, der bei starken Systemen sozusagen mit der Front der vorderen Linse zusammenfällt, wird gegen diese Latte gerichtet und befinde sich in 20 cm Abstand. Die Reiter werden so weit auf der Latte nach außen geschoben, bis ihr mit der Lupe links gesehenes Bild gerade am Rand des Gesichtsfeldes erscheint. Wenn jeder Reiter in dieser Lage sich $32\frac{1}{4}$ cm von der Mitte befinden sollte, so ist die Tangente des halben Öffnungswinkels V (diesmal nicht Sinus) $= \frac{32\frac{1}{4}}{20}$ und $V = 58,2^\circ$ oder $U = \sin V = 0,85$. Bei häufigeren Bestimmungen dieser Art kann man auch die Latte mit Gradeinteilungen oder mit Aperturwerten versehen.

Eine weniger genaue aber für die Praxis meistens genügende Bestimmung der num. Apertur von Trockensystemen erlaubt die Apertur-

scheibe von W. Volkmann¹⁾, die in Fig. 327 in $\frac{1}{2}$ der wirklichen Größe abgebildet ist. In der Mitte ist ein kleiner Kreis ausgezogen, darauf folgen in berechneten Abständen und Strichdicken weitere 7 Kreise, die der größeren Übersichtlichkeit wegen nur in je zwei gegenüberliegenden Quadranten ausgezogen sind; der neunte Kreis bildet den voll ausgezogenen Rand. Diese Kreise entsprechen bei richtiger Benutzung der Aperturscheibe den Aperturen 0,1, 0,2 usw. bis 0,9. Zum Gebrauch legt man die Scheibe auf den Mikroskoptisch mit der Mitte unter das zu untersuchende Objektiv, was bei kleinen Mikroskoptischen eine Beschneidung der einen

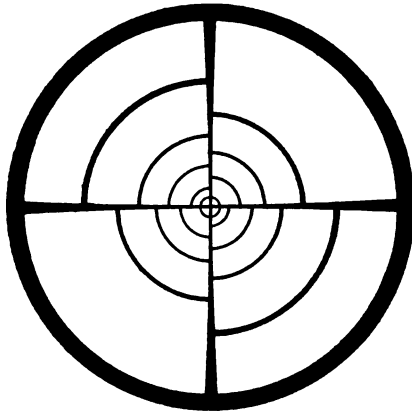


Fig. 327.

Apertometer nach W. Volkmann für Trockensysteme.

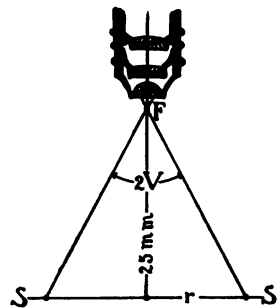


Fig. 328.

Seite der Scheibe erfordert. Darauf bringt man das Objekt in den nötigen Abstand und zwar seinen vorderen (unteren) Brennpunkt 25 mm über die Scheibe. Man benutzt dazu zweckmäßig einen 25 mm dicken Stein der bekannten Richterschen Ankersteinbaukästen, den man auf die Scheibe setzt und auf dessen Oberfläche man das Mikroskop, unter Umständen mit der nötigen seitlichen Beleuchtung, einstellt. Allerdings befindet sich jetzt der vordere Objektpunkt und nicht der Brennpunkt in 25 mm Abstand über der Aperturscheibe, was aber für die zu erreichende Genauigkeit ohne Bedeutung ist. Nach dieser Einstellung nimmt man den Ankerbaustein weg, entfernt das Okular und sieht direkt in den Tubus, wo man nun die in der oberen Brennebene des Objektivs liegenden und von diesem noch aufgenommenen Kreise zählen und damit die Apertur bestimmen kann. Die in Fig. 327 verschieden dicken Kreise erscheinen infolge der Verkleinerung der peripherischen Teile des Gesichtsfeldes im Bilde gleich dick. Die Radien r der Kreise der Aperturscheibe berechnen

¹⁾ Ber. über Apparate usw. von Leppin u. Masche. Berlin. 8. 1911. Heft 7 u. 8. S. 5.

sich nach folgenden Überlegungen. F in Fig. 328 sei der vordere Brennpunkt des Objektivs, V die halbe Öffnung des Strahlenkegels, der noch eben vom Objektiv aufgenommen wird, r der Radius des Kegels im Abstand von 25 mm unter F , dann ist

$$\operatorname{tg} V = \frac{r}{25}. \quad (1)$$

Da nun bekanntlich

$$\operatorname{tg} V = \frac{\sin V}{\sqrt{1 - \sin^2 V}} \quad (2)$$

ist, so folgt aus (1) und (2)

$$r = \frac{25 \cdot \sin V}{\sqrt{1 - \sin^2 V}} = \frac{25 \cdot U}{\sqrt{1 - U^2}}, \quad (2)$$

wonach sich für die Radien r der einzelnen Kreise der **Volkmannschen Aperturscheibe** folgende Maße ergeben:

Num. Apert. $U = \sin V$	$2V$	Radien r der Volkmannschen Aperturscheibe, die in Fig. 325 in $\frac{1}{2}$ der wirklichen Größe abgebildet ist.
0,1	12°	2,5 mm
0,2	28°	5,1 "
0,3	35°	7,9 "
0,4	47°	10,9 "
0,5	60°	14,4 "
0,6	74°	18,8 "
0,7	89°	24,5 "
0,8	106°	33,3 "
0,85	116°	40,3 "
0,9	128°	51,6 "
0,95	144°	70,1 "
1,00	180°	∞

Nach demselben Prinzip ist ein Apertometer für Trockensysteme von **C. Metz**¹⁾ gezeichnet worden, das in Fig. 329 in ebenfalls $\frac{1}{2}$ der wirklichen Größe abgebildet ist. Es trägt noch Kreise mit den Aperturen der Zwischenweiten 0,15, 0,25 usw. bis 0,95, die im Original zur Erleichterung der Ablesung rot gedruckt sind. Ferner zeigt es eine Reihe von Zahlen z. T. in starker Verzerrung, sowie zwei Hyperbelbögen, die durch ein aplanatisches, d. h. die Sinusbedingung (s. § 94, b) erfüllendes System unverzerrt bzw. als gerade Linien abgebildet werden. Die Kreise und Bögen erscheinen dann in der oberen Brennfläche des Objektivs in der Mitte und am Rande von gleicher Stärke und die Zahlen alle gleich groß.

¹⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 36. 1919. 54—55.

Eine einfache Methode zur Aperturbestimmung von Immersionsobjektiven hat P. Metzner¹⁾ angegeben, indem er vorschlug, die Durchmesser der beleuchteten Flächen in der oberen Brennebene des Objektivs zu bestimmen, aus deren Verhältnis man die Apertur unmittelbar erhält. Man verwendet dazu ein Stück Spiegelglas von etwa 1 cm Dicke und 6 cm Breite, das auf eine weiße Unterlage auf den Tisch des Mikroskops gelegt wird und mit dem Objektiv durch einen Tropfen Immersionsflüssigkeit von mindestens dem Brechungsindex gleich dem der Apertur verbunden wird. Bei günstiger Beleuchtung sieht man das Mittelfeld, das bei Immersionssystemen der Apertur 1,0 entspricht, sehr hell und das ringförmige Feld jenseits dieser Apertur in einer geringeren Beleuchtung.

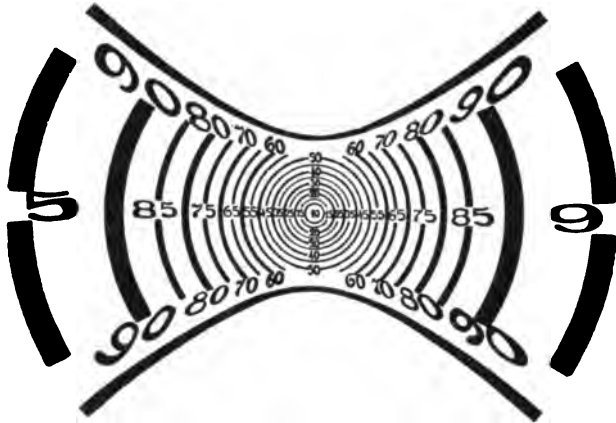


Fig. 329.

Apertometer nach C. Metz.

die durch das Licht der Seitenflächen des Spiegelglases und durch mehrfache Reflexionen an seiner Ober- und Unterfläche zustande kommt. Die Durchmesser dieser Felder sind mittelst eines Hilfsmikroskops (Amiclinse und Mikrometerokular) leicht zu messen. So wurden an einem Apochromat Zeiß von 2 mm Äquivalentbrennweite als Grenzen an der Okularskala abgelesen 29,5; 32,8; 56,2; 60,0, woraus folgt

$$\text{num. Apert.} = \frac{60 \cdot 0 - 29 \cdot 5}{56 \cdot 2 - 32 \cdot 8} = 1 \cdot 303,$$

wie denn auch die Firma 1,30 angibt.

Zur genauen Messung der num. Apertur sowohl bei Trocken- wie bei Immersionssystemen dient das Apertometer von E. Abbe und das Glimmerapertometer von E. A. Wülfing. — Das in Fig. 330 b abgebildete

¹⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 37. 1920. 203—205.

Abbesche Apertometer¹⁾ besteht aus einer halbkreisförmigen Glasplatte von 90 mm Durchmesser und 12 mm Dicke, die auf der Seite des Durchmessers unter 45° keilförmig abgeschliffen und überall poliert ist. Die Abstumpfung der Ecken ist ohne Bedeutung. Dieser Glaskörper wird mit der kleinen, im Zentrum des Halbkreises befindlichen schlitzförmigen Öffnung gerade unter das Mikroskopobjektiv gelegt, sodaß er alle horizontal durch die Zylinderfläche eintretenden Strahlen infolge der Totalreflexion an der unter 45° schiefen Fläche in das Objektiv gelangen lassen kann, soweit dieses seiner Apertur nach zu deren Aufnahme imstande ist. Zwei auf der Peripherie verschiebbare Zeiger, von denen hier nur einer abgebildet ist, werden bei richtiger Beleuchtung in der oberen Brennebene des Objektivs abgebildet und lassen dessen Apertur



Fig. 330 a.

Fig. 330 b.

Abbesches Apertometer mit Hilfsobjektiv von C. Zeiß.

an den beiden auf der Glasplatte eingravierten Skalen in Graden oder in Werten der num. Apertur ablesen. Man beobachtet entweder nach der Lasaulx'schen Methode, indem man ohne Okular in den Tubus schaut, oder schiebt eine Amicische Linse ein. Für dieses letztere Verfahren hat Zeiß ein in Fig. 330 a abgebildetes Hilfsobjektiv in Fassung seinem Apertometer beigegeben. Dieses Hilfsobjektiv wird an das untere Ende des verschiebbaren Innentubus der Zeiß'schen Mikroskope angeschraubt und sorgt dann in Verbindung mit einem passenden Okular für den nötigen teleskopischen Strahlengang. In der zweiten Abhandlung von 1880 hat Abbe das richtige Arbeiten mit diesem Apparat genau beschrieben und auch interessante historische Bemerkungen über das Messen von Aperturen gemacht²⁾.

¹⁾ Ein älteres Modell ist bei Nägeli und Schwendener, Das Mikroskop. 2. Aufl. 1877. S. 174 erwähnt. Die Abbesche Beschreibung s. in Abbes Ges. Abhandl. I. 1904. S. 113—118 u. 227—243.

²⁾ Hier wird auch auf S. 242 der Ges. Abh. die Priorität von R. B. Tolles, soweit es sich um eine halbkreisförmige Glasscheibe handelt, erwähnt. Die

Das heutzutage recht kostbare Abbesche Apertometer kann bei Polarisationsmikroskopen durch das mit geringem Aufwand herstellbare Glimmerapertometer von E. A. Wülfing ersetzt werden. Dieses besteht¹⁾ aus nichts anderem als einem Spaltblättchen von Muskovit, das unter gewissen, leicht einzuhaltenden Vorsichtsmaßregeln angefertigt ist, und dessen bekannte Interferenzfigur im konvergenten Licht in weit größerer Ausdehnung benutzt wird, als dies bei der Bestimmung des Achsenwinkels zu geschehen pflegt. Bei diesen Interferenzbildern handelt es sich hier nur noch beiläufig um die Beobachtung des Winkels der optischen Achsen — wenn nämlich eine num. Apertur von ungefähr 0,5 in Frage kommt —, umsomehr aber um die zahlreichen in der Achsenebene des Glimmers liegenden Lemniskatenscheitel, die als Aperturmarken ausgezeichnet zu gebrauchen sind. Die Lage dieser Scheitel im Achsenwinkelapparat ist nun wie man weiß in empfindlicher Weise abhängig von der Dicke des Glimmers und nur dann ganz konstant, wenn das Präparat genau planparallel gespalten ist. Diese hier geforderte strenge Parallelität erreicht man aber bei gut gewachsenen Glimmertafeln, wie man sie in Eisenhandlungen für die Benutzung bei Öfen findet, ganz auffallend leicht, wenn man die Spaltung einer dicken Glimmertafel mit einem feinen Taschenmesser nur am Rande beginnt und alsdann unter Wasser fortsetzt. Drückt man nämlich unter diesen Verhältnissen das Messer weiter in die Glimmertafel hinein, so saugt sich Wasser vor der Messerschneide zwischen die beiden Blätter ein und bewirkt eine durchaus zwanglose und sehr regelmäßige Trennung der ganzen Tafel, vorausgesetzt, daß diese wie gesagt gut gewachsen ist. Hat man auf diese Weise einen Glimmer in Platten von etwa $\frac{1}{10}$ mm Dicke zerspalten, so wählt man darunter die beste, und schneidet aus ihr mit der Schere ein durchaus planparallel gebautes größeres Stück heraus, an dem man selbst mit der Lupe oder unter dem Mikroskop keinerlei treppenförmigen Aufbau wahrnimmt. Dann zerteilt man diese einheitliche Scheibe mit der Schere weiter in quadratzentimetergroße Täfelchen, die nicht nur an den verschiedenen Stellen eines Täfelchens hohe Konstanz der Lemniskatenaustritte wahrnehmen lassen, sondern auch alle untereinander merkwürdig genau übereinstimmen. Man montiert nun ein solches Glimmerpräparat zwischen Glas in Kanadabalsam, mißt die Winkel der optischen Achsen und Lemniskatenscheitel mit einem Achsenwinkelapparat und findet dann für Na-Licht z. B. Werte wie sie in der folgenden Tabelle verzeichnet sind.

Tolleschen Arbeiten im *Monthly Microsc. Journ.* 6. 1871. 36—38, 214—215; 7. 1872. 135—136; 8. 1872. 106—109; 10. 1873. 58—60 haben mir nicht vorgelegen. — Ein anderes Apertometer hat H. Siedentopf unter der Bezeichnung Fadenapertometer in *Z. f. wiss. Mikrosk.* 32. 1915. 36—42 beschrieben.

¹⁾ S. H. A. 1917. A. 2. Abh. 13 S.

Winkel der optischen Achsen und Lemniskatenscheitel bei Na-Licht an einem Wülfingschen Glimmerapertometer nebst zugehörigen numerischen Aperturen.

	Winkel			Numerische Apertur			
	in Luft $2 H_1$	in Wasser $2 H_w$	in Zimtätber $2 H_z$	$\sin H_1$	$n_w \sin H_w$	$n_z \sin H_z$	Mittelwerte
Hyperbelscheitel	60° 45'	44° 59'	38° 12'	0,506	0,510	0,510	0,509
1. Lemniskate	94° 50'	67° 19'	56° 33'	0,736	0,739	0,739	0,738
2. "	125° 40'	83° 54'	69° 44'	0,890	0,891	0,891	0,891
3. "		97° 48'	80° 12'		1,005	1,004	1,004
4. "		110° 10'	89° 1'		1,093	1,093	1,093
5. "		121° 43'	96° 36'		1,164	1,164	1,164
6. "		132° 56'	103° 12'		1,222	1,222	1,222
7. "		144° 37'	109° 4'		1,270	1,270	1,270
8. "		158° 28'	114° 16'		1,310	1,310	1,310
9. "			118° 57'			1,343	1,343
10. "			123° 10'			1,371	1,371
11. "			127° 0'			1,395	1,395
12. "			130° 28'			1,416	1,416
13. "			133° 38'			1,433	1,433
14. "			136° 34'			1,449	1,449
15. "			139° 16'			1,462	1,462
16. "			141° 46'			1,473	1,473
17. "			144° 4'			1,483	1,483
18. "			146° 14'			1,492	1,492
19. "			148° 14'			1,500	1,500
20. "			150° 9'			1,507	1,507
21. "			151° 55'			1,513	1,513
22. "			153° 33'			1,518	1,518

Zur Umrechnung der Winkel in Aperturen dienen die Brechungsindizes für Wasser 1,3331 und für Zimtätber 1,5592. Zur Bestimmung von Aperturen unter 0,5 muß man Glimmerplatten von größerer Dicke wählen, damit auch Lemniskaten innerhalb der Hyperbelscheitel zustande kommen. Übrigens kann man so kleine Aperturen auch sehr bequem mit der auf S. 281 in Fig. 252 abgebildeten optischen Bank messen. Zur Umwertung der numerischen Apertur U in Winkel $2V$ kann folgende Tabelle dienen.

Tabelle zur Umwertung der numerischen Apertur U in Winkel $2V$ nach der Formel $\sin V = U/n$ für Luft, Wasser, Zedernholzöl, Zimmtäthyläther, α -Bromnaphtalin und Jodmethylen.

Numerische Apertur U	W i n k e l $2H$ i n					
	Luft $n = 1$	Wasser $n = 1,333$	Zedernholzöl $n = 1,515$	Zimmtäthyläther $n = 1,559$	α -Bromnaphtalin $n = 1,653$	Jodmethylen $n = 1,740$
0,05	5,7°	4,3°	3,8°	3,7°	3,4°	3,3°
0,10	11,5°	8,6°	7,6°	7,4°	6,9°	6,6°
0,15	17,3°	12,9°	11,4°	11,0°	10,4°	9,9°
0,20	23,1°	17,3°	15,2°	14,7°	13,9°	13,2°
0,25	29,0°	21,6°	19,0°	18,5°	17,3°	16,5°
0,30	34,9°	26,0°	22,8°	22,2°	20,8°	19,9°
0,35	41,0°	30,4°	26,7°	25,9°	24,4°	23,2°
0,40	47,2°	34,9°	30,6°	29,7°	27,9°	26,6°
0,45	53,5°	39,5°	34,6°	33,6°	31,5°	30,0°
0,50	60,0°	44,1°	38,5°	37,4°	35,1°	33,4°
0,55	66,7°	48,7°	42,6°	41,3°	38,7°	36,8°
0,60	73,7°	53,5°	46,7°	45,3°	42,4°	40,3°
0,65	81,1°	58,4°	50,8°	49,3°	46,2°	43,9°
0,70	88,8°	63,4°	55,0°	53,4°	49,9°	47,4°
0,75	97,2°	68,5°	59,3°	57,5°	53,8°	51,1°
0,80	106,3°	73,8°	63,7°	61,7°	57,7°	54,7°
0,85	116,4°	79,2°	68,3°	66,1°	61,7°	58,5°
0,90	128,3°	84,9°	72,9°	70,5°	65,8°	62,3°
0,95	143,6°	90,9°	77,7°	75,1°	69,9°	66,2°
1,00	180,0°	97,2°	82,6°	79,8°	74,2°	70,2°
1,05		103,9°	87,7°	84,7°	78,6°	74,2°
1,10		111,2°	93,1°	89,8°	83,1°	78,4°
1,15		119,2°	98,8°	95,1°	87,8°	82,7°
1,20		128,4°	104,8°	100,7°	92,7°	87,2°
1,25		139,3°	111,2°	106,6°	97,9°	91,8°
1,30		154,4°	118,2°	113,0°	103,3°	96,7°
1,35			126,0°	120,0°	109,0°	101,8°
1,40			135,1°	127,8°	115,2°	107,1°
1,45			146,3°	136,9°	122,0°	112,9°
1,50			163,9°	148,4°	129,6°	119,1°
1,55				167,7°	138,4°	125,9°
1,60					149,6°	133,7°
1,65					168,7°	143,0°
1,70						155,4°

103. Okulare. Die von den Mikroskopikern am häufigsten gebrauchten Okulare gehen auf einen Typus zurück, der nach Ch r. H u y g e n s¹⁾ oder

¹⁾ Opuscula posthuma. I. Dioptrica. Amsterdam 1728. Prop. 51. S. 140—142.

auch nach dem Optiker *Giuseppe Campani* benannt wird. Er besteht aus zwei plankonvexen Linsen derselben Glassorte, von denen die dem Objektiv zugekehrte Linse, *c* in Fig. 331, als Kollektiv, die andere (*a*) als Augenglas bezeichnet wird und die beide ihre gewölbte Fläche dem Objektiv zuwenden.

Die vom Objektiv kommenden Strahlen vereinigen sich zum Bild in der Ebene der Blende bei *b*, wo auch das Fadenkreuz seinen Platz findet. Das Bild liegt bei diesen Okularen also zwischen den Linsen. Von den Brennpunkten des Gesamtokulars liegt der erste (vom Objektiv aus gerechnet) zwischen den Linsen, etwas unterhalb der Blende, der zweite etwas außerhalb des Augenglases (bei schwachen Okularen zuweilen auch noch innerhalb des Augenglases). Daß eine derartige Kombination zweier Linsen von derselben Glasart bei gewissen Krümmungsradien und bei geeignetem Abstand eine Verbesserung des Strahlenganges bedeutet, wurde auf den Seiten 291 u. 305 an Hand der Figuren 261 und 274 erläutert. Man kann auf diese Weise die sphärische Aberration verringern und auch nahezu achromatische Systeme erhalten. Die Bedingung der Achromasie ist in der letzten Formel auf S. 304 gegeben, wonach der Abstand der Linsen, d. h. der Abstand der zugekehrten Hauptebenen, so groß sein soll wie die halbe Summe der Brennweiten. Wenn also, wie zuweilen empfohlen wird, das Kollektiv die Brennweite $f_1 = 3$, das Augenglas die Brennweite $f_2 = 2$ hat, so soll der Abstand $D = \frac{1}{2}(f_1 + f_2) = 2\frac{1}{2}$ betragen. Indessen weichen die Konstrukteure von diesen Verhältnissen mehr oder weniger ab, schon weil man oft gar kein achromatisches Okular erhalten will, sondern die Fehler eines nicht ganz achromatischen Objektivs durch ein mit umgekehrter Farbenverteilung behaftetes Okular zu korrigieren versucht. So wurden an vier verschiedenen Okularen, deren Gläser alle von einer Sorte mit $n_D = 1,519$ sind, folgende Maße gefunden:



Fig. 331.
Huygensches Okular
von Voigtländer.

Huygensches Okular	Äquivalentbrennweite		Abstand der Linsen	
	des Kollektivs f_1	des Augenglases f_2	gefunden	berechnet nach $\frac{1}{2}(f_1 + f_2)$
Nr. 1	54 mm	41 mm	55 mm	47 $\frac{1}{3}$ mm
Nr. 2	51 "	36 "	43 "	43 $\frac{1}{2}$ "
Nr. 3	48 "	26 "	33 "	34 $\frac{1}{2}$ "
Nr. 4	42 "	15 "	26 "	28 $\frac{1}{2}$ "

Das Verhältnis der Brennweiten der beiden Linsen ist bei den Okularen Nr. 1, Nr. 2 und Nr. 3 nahezu 3 : 2, bei Nr. 4 aber fast 3 : 1. Auch die Abstände der Linsen entsprechen nur bei dem zweiten Okular der Vorschrift der halben Summe der Brennweiten von Kollektiv und Augenglas,

wie man aus dem Vergleich der beiden letzten Kolonnen sieht. Unsere Huygensschen Okulare werden außerdem meistens mit keinem starren, der letzten Formel auf S. 304 entsprechenden Abstand der Linsen gebaut, weil an ihnen das Augenglas sich für jedes Auge auf das Fadenkreuz einstellen lassen muß, und weil die Verschiebung des Fadenkreuzes zwischen den beiden Gläsern, wie sie eigentlich angezeigt wäre, mit mechanischen Schwierigkeiten verbunden ist. Um die Verhältnisse zu übersehen, muß man bedenken, daß bei Mikroskopen mit Fadenkreuzokularen gleichzeitig Bild und Fadenkreuz scharf und ohne Akkommodationszwang betrachtet werden soll. Es muß das in der Ebene $O_3 B_3$ in Fig. 299 liegende Fadenkreuz alsbald nach dem Hineinblicken, also ehe die unbewußt einsetzende Akkommodation sich geltend gemacht hat, deutlich erkannt werden, und zwar muß diese Einstellung je für kurzsichtige, normale und weitsichtige Augen ausführbar sein. Man findet aber häufig die Auffassung vertreten, ein Auge habe sich auf Unendlichkeit einzustellen oder habe bei nicht normaler Beschaffenheit die nötige Korrektur durch ein Brillenglas vorzunehmen, und das Fadenkreuz müsse also in der vorderen oder unteren Brennebene des Augenglases liegen (s. oben S. 309 und Fig. 278). Solche Verhältnisse sind für jugendliche Augen, die sich bald auf Unendlichkeit, bald auf Leseweite einzustellen vermögen, zulässig, ältere Beobachter aber werden hierbei vielen Schwierigkeiten begegnen. Jugendliche normale Augen mit großer Akkommodationsfähigkeit können in dem einen Augenblick einen Gegenstand in großer Entfernung deutlich sehen, also auch ein Fadenkreuz in der Brennebene des Augenglases scharf erkennen, und im nächsten Augenblick ihr Auge so umstellen, daß sie ein Buch in der üblichen Entfernung bequem lesen; ältere Augen sind aber wegen ihres kleinen Akkommodationsbereiches dieser Anpassung ohne Brille nicht gewachsen. Entweder haben sie ihr Auge durch eine Brille korrigiert, damit sie das in der Brennebene des Augenglases liegende Fadenkreuz deutlich sehen, dann können sie mit dieser Brille wohl eine fernere Gegend betrachten aber nicht lesen; oder sie haben ihr Auge mit einer Lesebrille versehen, dann können sie das in der Brennebene des Augenglases liegende Fadenkreuz nicht scharf erkennen. Bei dieser Zwangslage eines Beobachters mit Augen von engem Akkommodationsbereich ist es am zweckmäßigsten, den Strahlengang auf die passende Leseweite einzustellen. Es müssen also hiernach die vom Objektiv herkommenden und aus der dem Auge zugekehrten letzten Linse des Okulars austretenden Strahlen so gerichtet sein, wie wenn sie von einem in der deutlichen Sehweite des betreffenden Auges liegenden Gegenstand ihren Ursprung nähmen (s. Fußnote auf S. 324). Wenn man zunächst bei einem normalen Auge bleibt, so pflegt man unter dieser deutlichen Sehweite diejenige Entfernung zu verstehen, in der ein solches Auge feine Objekte längere Zeit ohne Zwang betrachten kann. Das ist aber eine Entfernung, die uns von Jugend auf als die übliche Leseweite anerzogen ist und die man bei einem normalen Auge nach Übereinkommen zu 250 mm

anzunehmen pflegt, weshalb man auch von konventioneller Sehweite, im gleichen Sinn wie von deutlicher Sehweite spricht. Bei kurzsichtigen oder weitsichtigen Augen schwankt sie von der Hälfte bis zum doppelten Wert, also von 125 bis 500 mm und geht gelegentlich nach beiden Seiten noch darüber hinaus. Wenn nun diese verschiedenen Augen sich gleichzeitig auf Bildschärfe und auf Fadenkreuzschärfe einstellen sollen, so müssen die Augengläser dieser H u y g e n s c h e n Fadenkreuzokulare verschiebbar und nicht wie bei den fadenkreuzlosen Okularen dieser Art fest eingesetzt sein. Die passendste Stellung des Augenglases nimmt man am besten in folgender Weise vor: man stellt sein Auge auf einen Gegenstand in derjenigen Leseentfernung ein, die der Beschaffenheit des betreffenden Auges auf die Dauer ohne Zwang angenehm ist, und blickt dann schnell in das Okular, dessen Augenglas vorher so lange hin und her geschoben worden ist, bis man sofort, also auf den ersten Blick, das Fadenkreuz scharf sieht. Man darf hierbei nicht lange warten, weil sonst — besonders bei jugendlichen Augen — die Akkommodation des Auges unbewußt einsetzt, und öfters zwangsweise das virtuelle Bild des Fadenkreuzes auf eine ganz andere, dem Auge nicht so bequem liegende Entfernung, wie es die Leseweite ist, einstellt. Man nimmt die Korrektur der Augenglasstellung am besten an dem vom Mikroskop entfernten Okular vor. Sie ist wichtig und muß nicht nur bei den Okularen unserer Mikroskope, sondern bei jedem mit einem Fadenkreuz versehenen Okular mit Sorgfalt durchgeführt werden. Es kommen somit auch die Okulare unserer Meßfernrohre für solche Vorarbeit in Betracht. Alle ungetübten Mikroskopiker — oder richtiger gesagt, Mikroskopiker, die mit der geometrischen Optik nicht ganz vertraut sind — führen diese Einstellung nicht sorgfältig genug aus und klagen dann nach längerem Mikroskopieren über Ermüdung des Auges, die aber bei richtiger Stellung des Augenglases nicht stärker aufzutreten braucht als bei jeder längeren aufmerksamen Beobachtung eines Gegenstandes mit unbewaffnetem Auge in der diesem zusagenden Entfernung. Leider wird auf diese Verhältnisse bei der Herstellung vieler H u y g e n s c h e r Okulare mit Fadenkreuz nicht genügend Rücksicht genommen, sodaß ein Kurzsichtiger bzw. Weitsichtiger, selbst bei vollständig hineingeschobenem bzw. herausgezogenem Augenglas, das Fadenkreuz nicht deutlich zu erkennen vermag. Um nun zur Beseitigung dieses von vielen Werkstätten gar oft begangenen Fehlers beizutragen, ist für eine Reihe von Okularen der Abstand der jeweiligen Augenlinse vom Fadenkreuz für verschiedene Augen berechnet worden¹⁾. Das Auge liege immer 1 cm über dem Augenglas, und die deutliche Sehweite sei für kurzsichtige Augen zu 11 cm, für normale Augen zu 25 cm, und für weitsichtige Augen zu 39 cm angenommen. Der Abstand des Fadenkreuzes von der Augenlinse muß dann zu seinem deutlichen und zwanglosen Erkennen bei Augenlinsen mit der Brennweite F die in unten

¹⁾ E. A. W ü l f i n g, Polarisationsmikroskop. S. H. A. 1918. 6. Abh. S. 25—27.

stehender Tabelle unter A_k , A_n und A_w angegebenen Werte erreichen. Die in den letzten beiden Kolonnen stehenden Unterschiede $A_n - A_k$ und $A_w - A_n$ machen es begreiflich, warum die verschiebbaren Augenlinsen den weitsichtigen Augen viel häufiger gerecht werden als den kurzsichtigen. Denn um das für ein normales Auge eingestellte Okular einem kurzsichtigen Auge anzupassen, muß man das Augenglas durchschnittlich

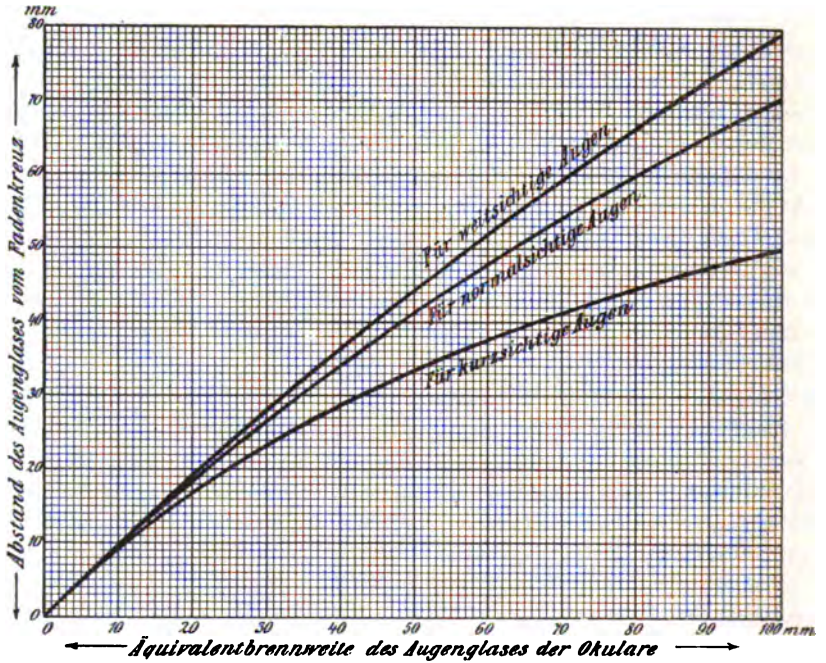


Fig. 332.

Abstände A_k , A_n , A_w der Augenlinse vom Fadenkreuz bei Huygensschen Okularen mit Augenlinsen von der Brennweite F .

F	für Kurzsichtige A_k	für Normalsichtige A_n	für Weitsichtige A_w	Verschiebungsmaß der Augenlinsen	
				$A_n - A_k$	$A_w - A_n$
10	9,1 mm	9,6 mm	9,7 mm	0,5 mm	0,1 mm
20	16,7 "	18,5 "	19,0 "	1,8 "	0,5 "
30	23,1 "	26,7 "	27,8 "	3,6 "	1,1 "
40	28,6 "	34,3 "	36,2 "	5,7 "	1,9 "
50	33,3 "	41,4 "	44,2 "	8,1 "	2,8 "
60	37,5 "	48,0 "	51,8 "	10,5 "	3,8 "
70	41,2 "	54,2 "	59,1 "	13,0 "	4,9 "
80	44,4 "	60,0 "	66,1 "	15,6 "	6,1 "
90	47,4 "	65,5 "	72,8 "	18,1 "	7,3 "
100	50,0 "	70,6 "	79,2 "	20,6 "	8,6 "

$2\frac{1}{2}$ —5mal stärker hineindrücken als bei der Anpassung an ein weit-sichtiges Auge herausziehen. Man vergleiche hierzu auch die Abstände der drei Kurven in Fig. 332, deren Abszissen die Brennweiten der Augengläser und deren Ordinaten die Abstände der Augengläser von den Fadenkreuzen darstellen. Die Kurve für Kurzsichtige entfernt sich stärker als die Kurve für Weitsichtige von der Kurve für Normalsichtige.

Will man nun bei dem Wechsel der Okulare und der Verwendung ein und desselben Objektivs möglichst keine neue Einstellung des Mikroskops vornehmen, so sind die Okulare so zu fassen, daß ihre Bildebenen (*b* in Fig. 331, die als „Untere Brennebene der Okulare“ in Fig. 333 bezeichnet ist) in der gleichen Tiefe des Tubus liegen. Fig. 333 zeigt diese Verhältnisse, wie sie an den Mikroskopen von E. Leitz eingehalten werden. Man kann also hier die sechs Okulare O bis V gegeneinander austauschen und bei ein und demselben Objektiv jedesmal sofort ein scharfes Bild des Objektes erhalten.

Ein anderer Typus von Okularen wurde von J. Ramsden (1783) beschrieben¹⁾ und ist den Huygensschen Okularen dann vorzuziehen, wenn das Fadenkreuz beweglich sein soll oder wenn es sich um ein Okularschraubenmikrometer oder um ein Okular mit Irisblende, wie in Fig. 334, oder um irgend einen derartig einzubauenden Mechanismus handelt. Die Bildebene dieses Ramsdenschen Okulars liegt nämlich nicht zwischen den Linsen sondern unterhalb und ist daher einem solchen Bewegungsmechanismus leichter zugänglich. Das Okular besteht in der Regel aus zwei plankonvexen Linsen von der gleichen Glasart und derselben Brennweite, wie dies die schematische Fig. 335 zeigt. Durch Verteilung der Brechung auf zwei Linsen ist die sphärische Aberration verringert, während die Achromasie sich erreichen läßt, wenn man nach den Überlegungen auf S. 304 letzte Formel, die beiden Linsen um ihre einfache Brennweite voneinander entfernt.

Auch hier begegnet man häufig andern Verhältnissen als sie der Regel entsprechen. So setzen sich die mit dem Fueßschen Schraubenmikrometerokular oder mit dem Babinetschen Kompensator verbundenen Ramsdenschen Okulare aus einer dem Auge abgewandten Plankonvexlinse von 56 mm und einem Augenglas von 39 mm Äquivalentbrennweite zusammen, die im Abstand von 23 mm eine Gesamtbrennweite von 30 mm ergeben. Brennweiten und Abstand verhalten sich also hier nicht wie 1:1:1, sondern wie 7:5:3. Die Linsen bestehen aus der gleichen Glassorte.

Zuweilen verbindet man die Vorteile, die das Huygenssche Okular durch sein großes Gesichtsfeld besitzt, mit den Vorteilen des Ramsdenschen Okulars. A stellt in Fig. 336 das Kollektiv, B und C zusammen die Augenlinse dar, das Fadenkreuz liegt in D.

¹⁾ Phil. Trans. Bd. 73. (1783.) I. S. 94—99.

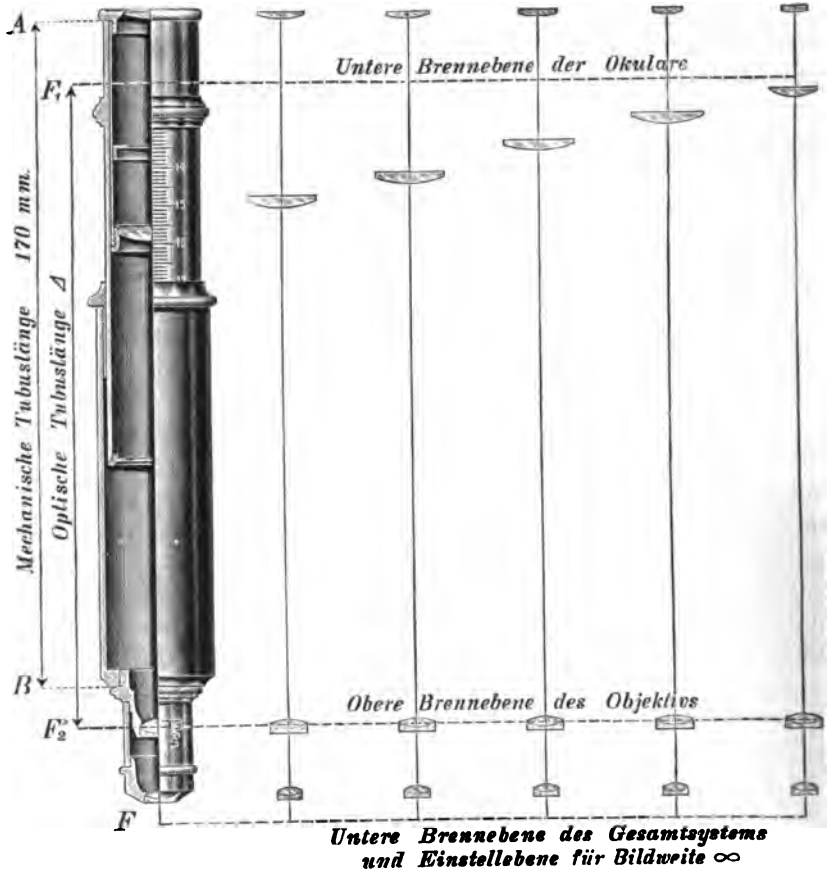


Fig. 333.



Fig. 334.

Ramsdensches Okular mit Irisblende
von R. Fuess.

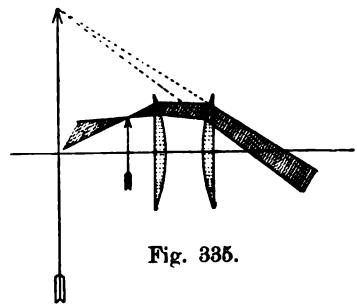


Fig. 335.

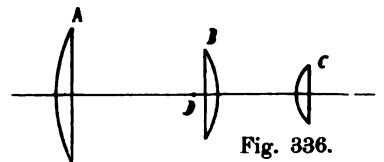


Fig. 336.

Auch verbessert man zuweilen den Strahlengang der Huygensschen Okulare durch Verwendung von zusammengesetzten Augenlinsen. Solche Typen werden, da sie eine bessere Ebnung des Gesichtsfeldes, sowie geringere Distorsion (s. S. 299) des Bildes herbeiführen, komplanatische, orthoskopische (Kellnersche), periskopische und periplanatische Okulare genannt. Die letztgenannten Okulare sind jüngsten Datums und gingen aus der Werkstatt von E. Leitz, Wetzlar, hervor¹⁾.

Eine besondere Stellung nehmen gewisse Okulare ein, die man Kompensationsokulare nennt, und von denen eine Zeißsche Serie von Nr. 1 bis Nr. 18 mit den Äquivalentbrennweiten von 70, 39, 33, 21, 15 und 10 mm in Fig. 337 abgebildet ist.

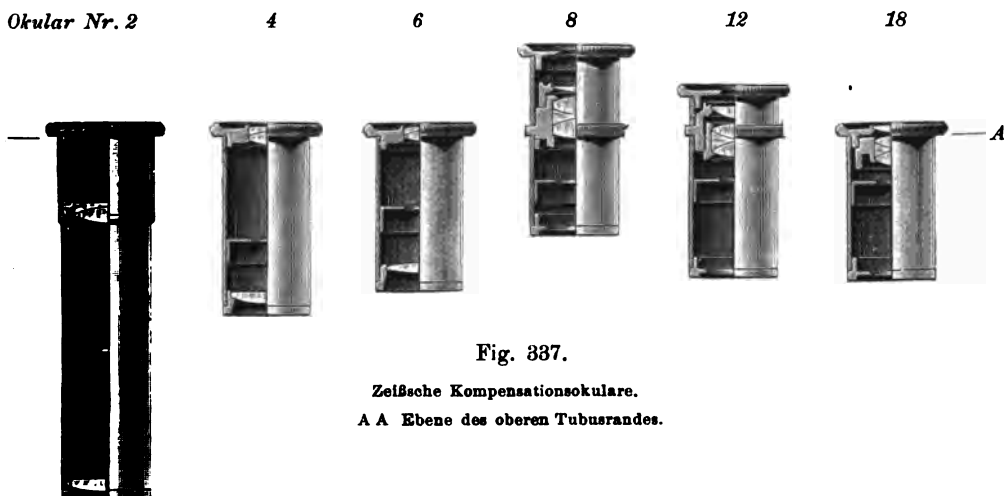


Fig. 337.

Zeißsche Kompensationsokulare.
A A Ebene des oberen Tubusrandes.

Diese Okulare finden ihre Verwendung bei den Achromaten, um die chromatische Differenz der Vergrößerung (s. S. 340) zu kompensieren. Sie sind zu diesem Zweck bis zu einem gewissen Grade unachromatisch und besitzen die Fehler der zugehörigen Achromate in gleich großem, aber entgegengesetztem Sinn. An der Okularblende selbst zeigt sich noch ein gelblicher Saum, während die Objekte in allen Teilen farbenrein erscheinen. Diese Okulare werden bei den Achromaten und bei den Fluoritsystemen, nicht aber bei den gewöhnlichen Achromaten verwendet.

Einige Spezialokulare wie

- Mikrometerokular,
- Schraubenmikrometerokular,
- Doppelschraubenmikrometerokular,
- Planimeterokular,
- Goniometerokular,

¹⁾ C. Metz, Neue Okulare für Ebnung der Gesichtsfelder der Achromate. Z. f. wiss. Mikrosk. 37. 1920. 49—52.

Czapskisches Okular,
 Kleinsches Okular (Kleinsche Lupe),
 Exnersches Okular (Mikrorefraktometer),
 Vergleichsokular

finden ihre Beschreibung in den Paragraphen, in denen das Arbeiten mit ihnen erläutert wird; hier mögen nur zwei Okulare für Demonstrationzwecke erwähnt werden. Das eine von M. Kuznitski¹⁾ (Fig. 338) trägt eine bewegliche Nadel, mit deren Spitze man in der Bildebene die Stelle



Fig. 338.

Demonstrationsokular nach
 Kuznitski von E. Leitz.



Fig. 339.

Zeiger-Doppelokular von E. Leitz.

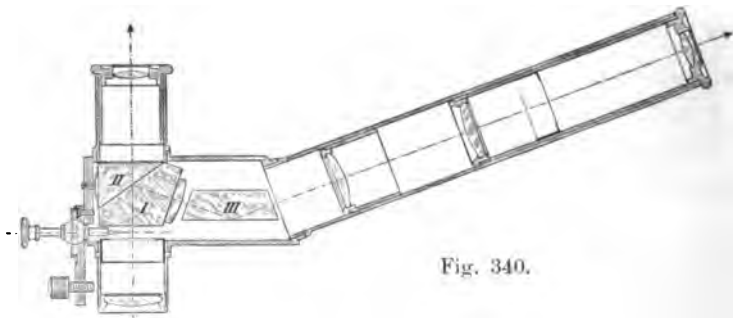


Fig. 340.

markieren kann, auf die man die Aufmerksamkeit lenken will. Das andere, das als Zeigerdoppelokular bekannt ist, besitzt ebenfalls eine solche Nadel und kann gleichzeitig von zwei Beobachtern benützt werden. Die Ausführung nach E. Leitz und die optische Einrichtung ist aus den Figuren 339 und 340 zu erkennen.

104. Beleuchtungsvorrichtungen. Die Beobachtung im durchfallenden Licht verlangt eine Beleuchtung von unten mittelst einfacher oder zusammengesetzter Linsen, die als Kondensoren bezeichnet werden. Sie

¹⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 13. 1895. 145—146.



Fig. 341.

Polarisator mit schwachem Kondensor und mit Irisblende oben von R. Fueß.

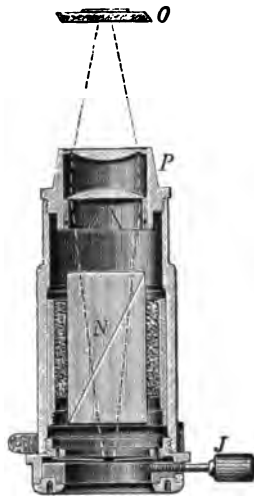


Fig. 342.

Polarisator mit schwachem Kondensor und mit Irisblende unten von R. Fueß.



Fig. 343.

Achromatischer starker Kondensor mit Irisblende unten von R. Fueß.



Fig. 344.

Kleiner, zweilinsiger Kondensor, num. Ap. 1,00 von E. Leitz.

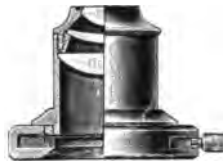


Fig. 345.

Dreifacher Kondensor mit Irisblende, num. Ap. 1,10 von W. u. H. Seibert.



Fig. 346.

Zweilinsiger Kondensor num. Ap. 1,30 von E. Leitz.



Fig. 347.

Dreilinsiger Kondensor, num. Ap. 1,40 von E. Leitz.

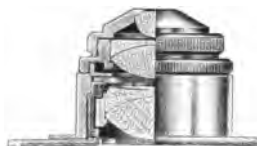


Fig. 348.

Achromatischer Kondensor, num. Ap. 1,00, ca. 14 mm Durchmesser von C. Zeiß.



Fig. 349.

Aplanatischer und achromatischer Kondensor, num. Ap. 1,40 nach C. Metz von E. Leitz.

sind dazu bestimmt, das Licht auf dem Objekt zu vereinigen und haben gewöhnlich bei den Polarisationsmikroskopen erheblich kleinere Dimensionen als bei andern Mikroskopen, weil die Polarisatoren den einfallenden Lichtkegel erheblich einschränken. Man vergleiche die Figuren 341 bis 343 der F u e ß schen Kondensoren mit den Figuren 346 bis 350, die alle ungefähr in den gleichen Verkleinerungen gezeichnet sind. Fig. 341 zeigt einen großen Polarisator, der so breit ist wie der ganze Kondensator. Die aufsetzbare Linse, die das Licht stärker konvergent macht, ist hier nicht abgebildet, erscheint aber in der Mitte der Fig. 352. In Fig. 342 ist ein Kondensator *P* zu sehen, der Objekte beleuchtet, die hoch über dem Mikroskoptisch liegen. Kondensator Fig. 341 trägt eine Irisblende oben bei *i*, die durch den Knopf *Z* betätigt wird; Kondensator Fig. 342 hat diese Irisblende unten bei *J*. Die Öffnungsgröße der Irisblende ist an einer Teilung abzulesen¹⁾. Die Figuren 344 und 345 zeigen solche Kondensoren in den Ausführungen von *Leitz* und *Seibert* mit den numerischen Aperturen 1,00 und 1,10.

Andere Kondensoren von *E. Leitz* mit den numerischen Aperturen 1,20 und 1,40 sieht man in Fig. 346 und 347. Für besondere Beleuchtungsverhältnisse sind auch noch achromatische und aplanatische Kondensoren von *R. F u e ß* (Fig. 343), von *C. Zeiß* mit der numerischen Apertur 1,00 (Fig. 348) und von *Leitz* nach den Angaben von *C. Metz*²⁾ mit der Apertur 1,40 und 1,33 (Fig. 349) konstruiert worden. Ein Kondensator mit der besonders großen numerischen Apertur 1,52 wurde auf *Wülfings Anregung*³⁾ von *R. Winkel* nach den Berechnungen von *A. Ehringhaus* angefertigt. Er ist im Querschnitt in Fig. 350 und in der Ansicht in Fig. 404 vor dem Mikroskop auf dem Arbeitstisch liegend abgebildet.

Zur Anpassung an die Beleuchtungsverhältnisse bei verschiedenen Vergrößerungen, verschieden großen Sehfeldern und Aperturen werden die Linsen der Kondensoren einzeln oder vereint gebraucht. Bei schwachen Vergrößerungen, großen objektiven Sehfeldern und kleinen Aperturen läßt man nur die unteren großen Beleuchtungslinsen in Tätigkeit treten, während für die starken Vergrößerungen, kleinen objektiven Sehfelder und großen Aperturen die übrigen Linsen aufgesetzt werden. Zwar hatte *S. Czapski* vorgeschlagen⁴⁾, einen dreiteiligen Kondensator vereinigt zu lassen und die Beleuchtungsverhältnisse nur durch eine Irisblende zu regeln, was aber bei unsern objektiven Sehfeldern von 5 mm Durchmesser und darüber viel zu große Kondensorenlinsen und im Zusammenhang damit

¹⁾ s. *S. Czapski*, *Z. X.* 22. 1894. 159—162; von *R. F u e ß* in einer Ergänzungsliste von 1894 kurz beschrieben. Eine zum Ersatz der Irisblenden dienende Schiebervorrichtung mit Diaphragmen (s. § 136 Fig. 550) gab *F. E. Wright* an, *T. M. P. M.* 20. 1901. 239.

²⁾ *Z. f. wiss. Mikrosk.* 29. (1912.) 555—562.

³⁾ *Polarisationsmikroskop*. *S. H. A.* 1918. 6. Abh. S. 10.

⁴⁾ *S. Czapski*, *Z. X.* 22. (1894.) S. 158.

auch viel zu große Polarisatoren erfordern würde. Man hat nun eine ganze Reihe von Konstruktionen erfunden, die diesem schnellen Wechsel der Beleuchtung dienen sollen. Eine ältere dieser Art rührt von E. A. Wülfing her¹⁾ und besteht aus einem unter dem Tisch des Mikroskops von rechts nach links zu bewegenden Schlitten mit zwei Polarisatoren, von denen der eine die schwache Beleuchtungslinse, der andere

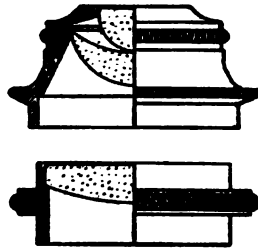


Fig. 350.

Starker dreiteiliger Kondensator, num. Ap. 1,52.
nach A. Ehringhaus von R. Winkel.

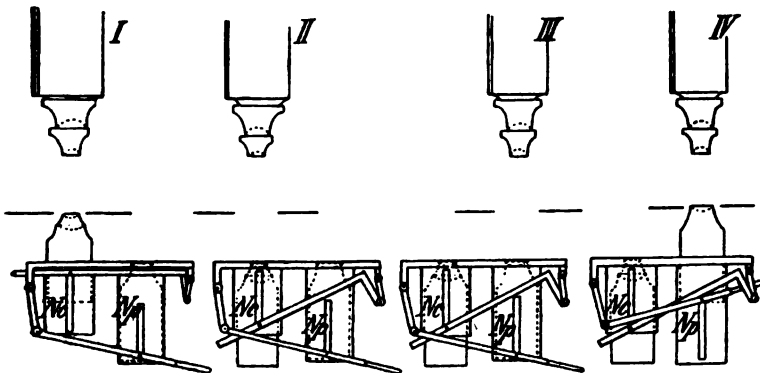


Fig. 351.

Wechsel der Beleuchtung nach E. A. Wülfing.

den dreifachen Kondensator von der num. Apertur 1,30 trägt. Beide werden abwechselnd nach Bedarf unter das Objekt geschoben. Jeder kann durch einen Hebel gehoben und gesenkt werden, wodurch sich der Wechsel schnell ausführen läßt und wobei man alle Abstufungen der Beleuchtung durch Hoch- und Tiefstellen so leicht erreichen kann, wie sie mit keinem andern Apparat möglich sind. Die Handhabung zum Übergang aus der einen Beleuchtungsart in die andere wird durch die schematische Fig. 351 illustriert.

¹⁾ N. J. 1889. II. 199—202.

Hier stellt vor:

- I. Prisma Nc in der höchsten Lage, unter dem Objekt.
Prisma Np in der tiefsten Lage, seitlich.
- II. Prisma Nc in der tiefsten Lage, unter dem Objekt.
Prisma Np in der tiefsten Lage, seitlich.
- III. Prisma Nc in der tiefsten Lage, seitlich.
Prisma Np in der tiefsten Lage, unter dem Objekt.
- IV. Prisma Nc in der tiefsten Lage, seitlich.
Prisma Np in der höchsten Lage, unter dem Objekt.

Die Mehrkosten, die durch die Anbringung eines zweiten, für die parallele Beleuchtung übrigens nur kleinen Polarisators entstehen, hat man mehrfach beanstandet und verschiedentlich zu umgehen versucht. Bei manchen Konstruktionen bleibt der Polarisator an seiner Stelle, und nur die beiden obersten Linsen des dreiteiligen Kondensors werden aus-

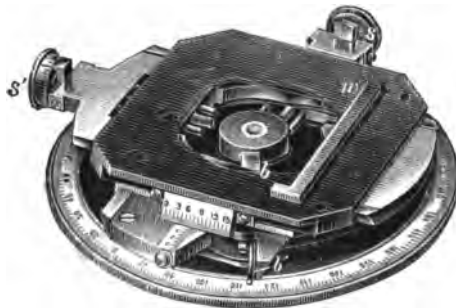


Fig. 352.

Kreuzschlittentisch mit Wechsellinse b von R. Fueß.

gewechselt. Diese Anordnung leidet bei den von Swift & Sohn¹⁾ und H. Laspeyres²⁾ vorgeschlagenen Einrichtungen an einer zu geringen Vertikalverschiebung des starken Kondensors, sodaß sich die wünschenswerte Vielseitigkeit der Beleuchtung nur ausführen läßt, wenn gleichzeitig eine Irisblende vorhanden ist. Ähnlich liegen die Verhältnisse bei einer Konstruktion der Firma Fueß, die in dem inneren Teil der Fig. 352 abgebildet ist. Die beiden Linsen bei b , von denen man nur die Front der oberen sieht, liegen, wenn unbenutzt, in einer seitlichen Aussparung des Tisches und werden durch eine drehbare Scheibe, die einen Arm mit ringförmiger Endigung b mit den beiden Linsen trägt, mittelst des Armes b' in die Achse des Mikroskops geklappt; in dieser Stellung sind sie in Fig. 352 dargestellt. Befinden sie sich in der letzteren Stellung, so greift beim Heben des Polarisators die mit diesem fest verbundene untere Linse unter die Fassung der oberen Linse und führt sie in die Ebene des Objektisches. Das Kondensorensystem besitzt eine numerische Apertur von 1.30.

¹⁾ Katalog von 1889; vgl. E. Weinschenk, Z. X. 30. 1898. 67.

²⁾ Z. X. 21. 1893. 256—257.

Die beschriebene Konstruktion erlaubt einen bequemen Übergang von der Beobachtung im sog. parallelen Licht in diejenige mit stark konvergentem Licht, ohne das Präparat zu verrücken. Nur ist, wie gesagt, die Verschiebung der Doppellinse im vertikalen Sinn viel zu gering.

Diesem Übelstand sind R. Brunnée¹⁾ und E. Weinschenk²⁾ begegnet. Bei der Brunnéeschen Wechsellvorrichtung ist im Schlitten *P* (Fig. 353 und 354), mittelst dessen der Polarisator mit dem Instrument verbunden wird, ein Schieber *S* angebracht, der, sobald das Rohr *R* durch den Trieb *T* nach unten bewegt wird, die Linse *C*¹ von der Linse *C*² abhebt. Ein Zug am Arm *G* genügt dann, um dieselbe in eine seitlich im Schlitten angebrachte Vertiefung hineinzuziehen (siehe Fig. 354), worauf der Polarisator, der dann nur mit der Linse *C*² versehen ist, unbehindert hochgestellt werden kann. Will man wieder zu konvergentem Licht übergehen, so verfährt man in gleicher Weise, bewegt das Rohr *R* nach unten, drückt den Schieber *S* nach innen und läßt den konischen



Fig. 353.

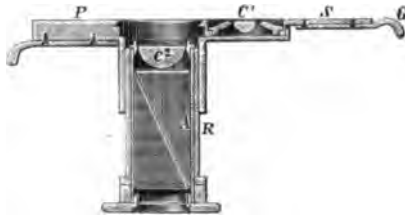


Fig. 354.

Polarisator und Kondensator mit Wechsellvorrichtung nach R. Brunnée.

Ansatz der Linsenfassung *C*² die Linse *C*¹ wieder genau zentrisch auffangen. Damit nun die Linse *C*¹ in dem Ring des Schlittens *S* hängen bleibt, ist das Rohr *R* mit 4 Schlitten *N* versehen, in die wiederum 4 Ansätze von dem Ring des Schlittens *S* hineingreifen; diese bilden eine genaue zentrische Aufhängung für die Linsenfassung der Linse *C*¹.

Bei dem in Fig. 355 abgebildeten, zur Seite drehbaren Polarisator von A. N a c h e t in Paris³⁾ findet zuerst eine Senkung durch eine Schraube von hoher Steigung, alsdann die Seitwärtsbewegung und schließlich das Überstülpen der starken Linsen durch die aus der Figur ersichtliche Kippvorrichtung statt. Dieses N a c h e t'sche Prinzip des Beleuchtungswechsels ist neuerdings von E. L e i t z, W. und H. S e i b e r t sowie von R. W i n k e l in verbesserter Form zur Ausführung gelangt.

In Fig. 404 S. 400 sieht man unter dem Mikroskopisch eine Winkel'sche Konstruktion, die es ermöglicht, auch bei ganz hochgeschraubter Beleuchtungsvorrichtung die obere Kondensatorlinse aus- und einzuschalten, weil diese Linse sich auf einem Kreis mit passenderem Radius bewegt,

¹⁾ Zeitschr. f. Instr. 11. 1891. 136—137.

²⁾ Z. X. 30. 1898. 67—68.

³⁾ Ich lernte ihn aus einem N a c h e t'schen Katalog von 1900 kennen.

als ihn die ausgesparte Tischöffnung und der Hebel mit der Griffschraube besitzt. In Fig. 405 S. 401 ist eine Leitzsche Konstruktion unter dem Tisch zu erkennen.

Zu diesen Forderungen an den Wechsel der Beleuchtung gesellt sich noch zuweilen die weitere, auch schnell ohne Polarisator aber mit Kondensor beobachten zu können. In dieser Richtung sind schon die alten Konstruktionen von Zeiß, die allerdings keinen Wechsel der Linsensätze ermöglichen, und die neueren Versuche von W. und H. Seibert und C. Leiß zu erwähnen. Fig. 356 zeigt die Zeißsche Anordnung, der für unsere Zwecke noch ein Polarisator bei *D* hinzuzufügen wäre. Eine Seibertsche Vorrichtung¹⁾ genügt, wenn sie mit einer Irisblende verbunden wird, weitgehenden Forderungen.

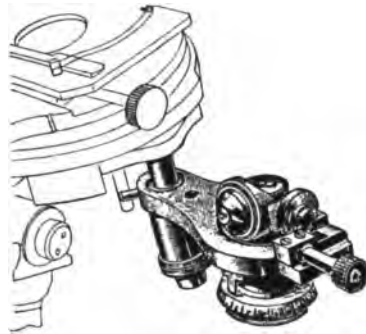


Fig. 356.

Wechsel der Beleuchtung nach Nachet.

Eine Fießsche Konstruktion ist in Fig. 357 und 358 abgebildet²⁾. Sie hat einen Vorläufer in einer Konstruktion, die auf Vorschlag von F. Sansoni 1893 von Koristka an Mikroskopen des mineralogischen Instituts der Universität Pavia angebracht wurde³⁾. Hier wird der Polarisator *p* mit seiner Hülse *h* an dem Gelenkarm *a* um den Drehzapfen *a*₁ zur Seite geschlagen, ohne daß die in der Hülse *z* steckende schwache Kondensorlinse *c* dieser Bewegung folgt. Oben trägt der Polarisator ein Schutzglas *g* und unten eine Irisblende *J*. Zur Beobachtung im konvergenten Licht dient die bereits beschriebene Hebelvorrichtung *dd* mit der in Fig. 358 sichtbaren Halbkugellinse *c*₁.

Schließlich sei eine von E. A. Wülfing angegebene⁴⁾, von Winkel ausgeführte Vorrichtung zum Wechsel der Beleuchtung und zur Trennung und Vereinigung von Polarisator und Kondensor mitgeteilt, die in Fig. 404 S. 400 abgebildet ist. Die Hoch- und Tiefstellung der Beleuchtungs-

¹⁾ cf. E. Weinschenk, Anleitung zum Gebrauch des Polarisationsmikroskopes. 1901. 17; ferner T. M. P. M. 22. 1903. 76—77.

²⁾ T. M. P. M. 21. 1902. 454—455.

³⁾ s. Ref. der C. Leißschen Arbeit von W. Salomon. Z. X. 40. 1905. 310.

⁴⁾ Polarisationsmikroskop. S. H. A. 1916. 6. Abh. S. 11, 12.

vorrichtung geschieht durch eine Schneckenschraube, die bei dem ausgeklappten Kondensator durch den Polarisator verdeckt ist. Die Änderung der Höhenlage beträgt 30 mm. Die Einrichtung ist so beschaffen, daß man beobachten kann

1. ohne Polarisator und ohne Kondensator,
2. mit " " ohne "
3. ohne " " mit "
4. mit " " mit "

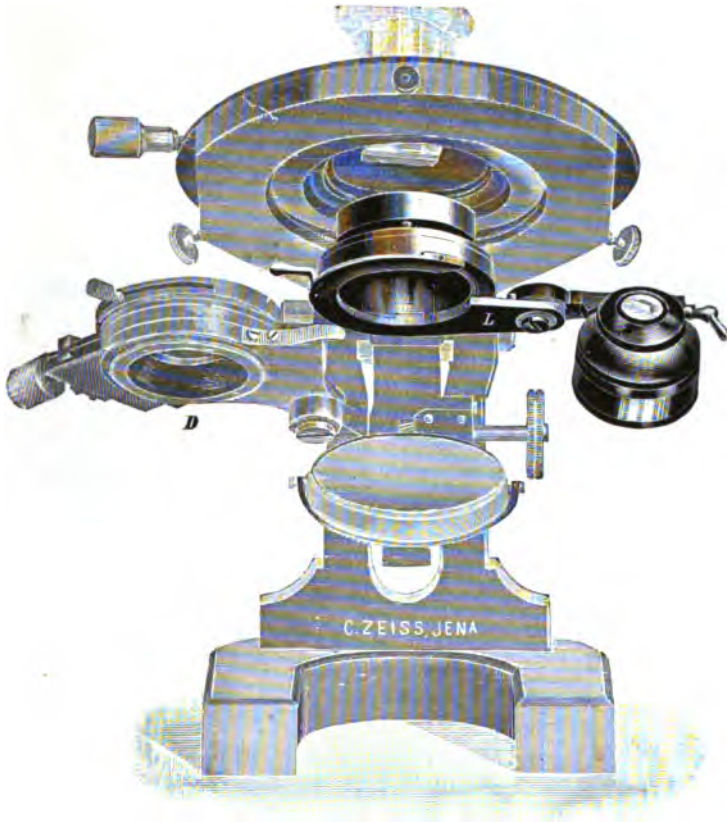


Fig. 356.

Ausklappbarer Kondensator von C. Zeiss.

Im ersten Fall wird die ganze Vorrichtung heruntergeschraubt, zur Seite geklappt, und das Objekt nur mit dem Spiegel beleuchtet. Der Beleuchtungskegel hat in diesem Fall eine Öffnung von im Maximum 35° und also eine num. Apertur von 0,30. Je nach der Verwendung des Plan- oder Hohlspiegels und seiner Stellung zum Tisch und zur Lichtquelle

erhält man Verhältnisse, wie sie für einige Fälle schematisch in den Figuren 359 bis 362 angegeben sind. Die große Breite des Spiegels wird weniger in frontaler Richtung, umso mehr aber in sagittaler Richtung gebraucht, weil bei der üblichen Schiefstellung des Spiegels der Strahlenkegel oder Strahlenzylinder in der sagittalen Ebene eine Einschränkung erfährt.

Bei der gemeinsamen Verwendung von Spiegel und Kondensor ist es meistens zweckmäßiger, den Planspiegel anzuwenden, weil sonst die Ver-

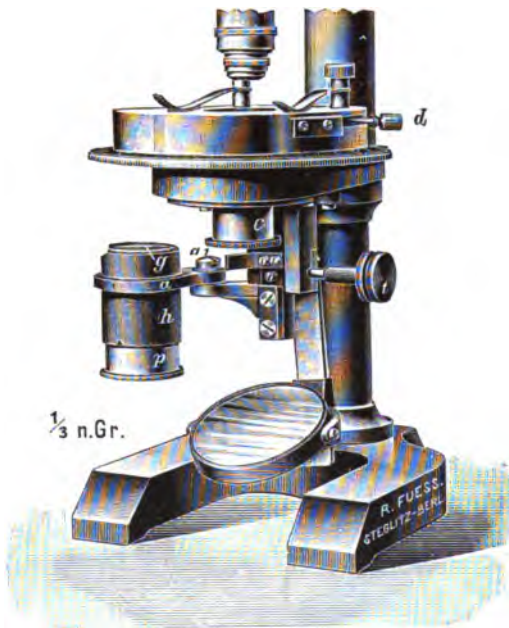


Fig. 357.

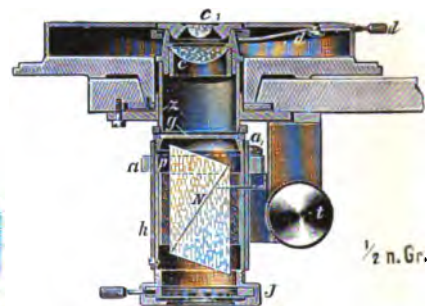


Fig. 358.

Wechsel der Beleuchtung nach G. Tschermak von R. Fueß.

einigung der Strahlen nicht im Objekt, sondern bereits darunter erfolgt. Hierüber können die schematischen Figuren 363 und 364 Aufschluß geben.

Will man schiefe Beleuchtung oder Dunkelfeldbeleuchtung anwenden, so hat man unterhalb des Kondensors die Irisblende exzentrisch einzusetzen, wie dies bei den Zeißschen Beleuchtungsapparaten in Fig. 356 mittelst der ganz links von *D* liegenden Griffschraube möglich ist. Die Wirkung wird durch Fig. 365 verdeutlicht. Bei Dunkelfeldbeleuchtung sind Kreisblenden einzulegen, die für den Metzschen aplanatischen und achromatischen Kondensor (Fig. 366 und 367) das Licht des inneren Teils je nach der Größe der Scheibe innerhalb der Aperturen bis 0,85 oder gar bis 1,20 abblenden und nach außen bis 1,33 durchlassen.

Spezialkondensoren, wie Paraboloid- und Cardioidkondensoren¹⁾ für Untersuchungen im Immersions-Ultramikroskop sind in Fig. 368 und 369 abgebildet.

Weitere Vorrichtungen zur Erzeugung schiefer Beleuchtung werden bei der Besprechung der Lichtbrechungsbestimmungen erwähnt werden.

Bei undurchsichtigen Körpern, die auf ihren Flächen beobachtet werden sollen, muß man von oben reflektierend beleuchten. Der alte *Leeuwenhoek-Lieberkühnsche Spiegel* (Fig. 370) eignet sich nur für rauhe Oberflächen, weil bei einer spiegelnden Fläche das von rechts auffallende Licht nach links und das von links auffallende Licht nach rechts reflektiert wird und auf diese Weise gar keine Strahlen in das Objektiv eintreten. Man hat daher andere Vorrichtungen für diese Zwecke konstruiert.

Zunächst ist das nach dem Prinzip des *Gaußschen Spiegels* wirkende Glas zu erwähnen, das unter 45° in den Gang der Lichtstrahlen eingeschaltet wird. Eine Beleuchtung am Mikroskop verlangt aber diese Einschaltung nicht zwischen Okular und Auge wie ein Fernrohr oder wie das Zeichenokular auf S. 412 Fig. 422 und 423, sondern zwischen Objektiv und Okular und wenn möglich dicht über dem Objektiv. Dahingehende Vorschläge nach *Harting* und *Hewitt*²⁾ stammen schon aus dem Jahre 1860 und wurden von *Wenham*³⁾ ausgeführt. Zuerst hat man die *Gaußsche Idee* nicht rein angewandt, indem man das Spiegelchen mit einer zentralen Öffnung versah. Dann hat *C. H. Fremont*⁴⁾ das Glas durch einen im Tubus schräg stehenden, in der Mitte wieder durchbohrten Hohlspiegel ersetzt, der eine Korrektur der Beleuchtung durch Verschiebung in vertikaler Richtung erlauben sollte. Endlich kam man aber wieder ganz auf *Gauß* zurück und nannte diese Spiegel nur zuweilen nach *Smith* oder nach dem englischen Mikroskopfabrikanten *Beck*. Der Einbau geschieht dann in einer Form wie etwa in Fig. 371. Um die Einlaßöffnung bequem ändern zu können, hat *F. E. Wright*⁵⁾ eine Vorrichtung angegeben, die diese Öffnung mannigfach rechteckig umgestaltet. Der *Gaußsche Spiegel* ist 1897 auch wieder von *F. Wallerant*⁶⁾ für Zwecke der Doppelbrechungsbestimmung benutzt worden und wird neuerdings häufig nach *F. E. Wright*⁷⁾ benannt, wenn er sich den mit Tubusanalysator versehenen Mikroskopen anpaßt und gegen einen solchen Analysator austauschen läßt. Eine der-

¹⁾ Druckschrift „Mikro“ 231, 306, 308 der Zeißwerke und *H. Siedentopf*, Z. f. wiss. Mikrosk. 24. (1907). 13—20, sowie *H. Siedentopf*, Verh. Deutsch. Phys. Ges. 12. (1910). 1—42. Weitere umfangreiche Literatur siehe neuere Bände der Z. f. wiss. Mikrosk.

²⁾ cf. *R. J. Petri*. Das Mikroskop. 1896. 227.

³⁾ Quaterly Journ. Microsc. Soc. 1866. 114.

⁴⁾ C. R. 121. 1895. 321—322.

⁵⁾ Journ. Wash. Acad. Sc. 3. 1913. 14—16.

⁶⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 20. 1897. 173. 244.

⁷⁾ T. M. P. M. 20. 1901. 293.

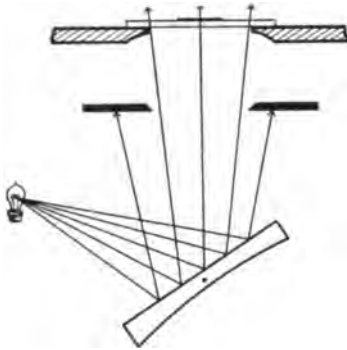


Fig. 359.

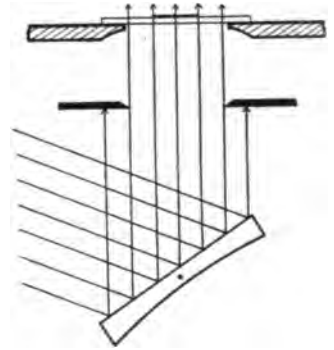


Fig. 360.

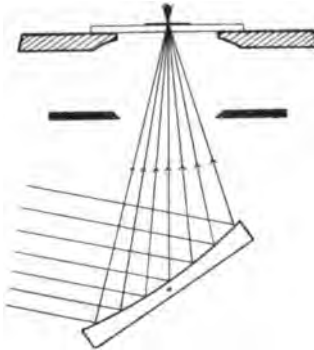


Fig. 361.

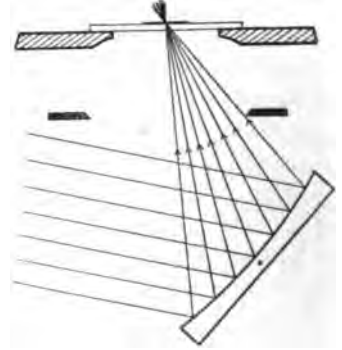


Fig. 362.

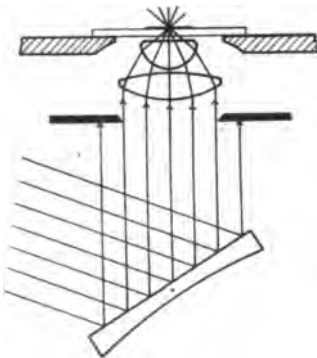


Fig. 363.

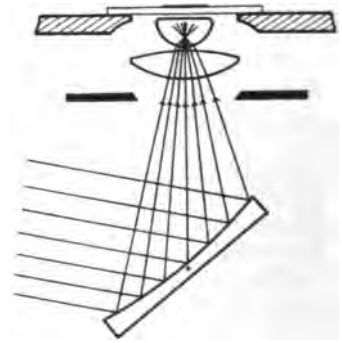


Fig. 364.

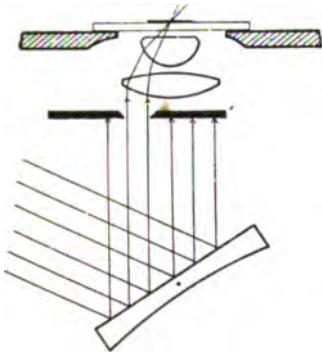


Fig. 365.

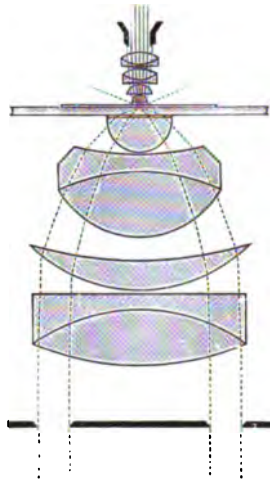


Fig. 366.

Aplanatischer und achromatischer Kondensator
mit Dunkelfeldbeleuchtung
nach C. Metz von E. Leitz.

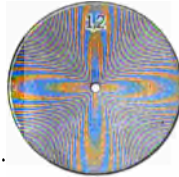
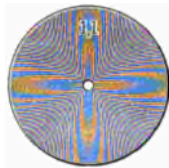


Fig. 367.

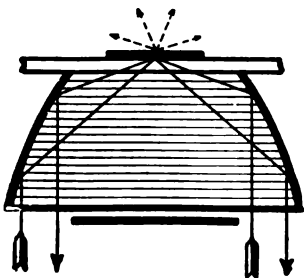


Fig. 368.

Paraboloid-Kondensator
nach H. Siedentopf von C. Zeiß.

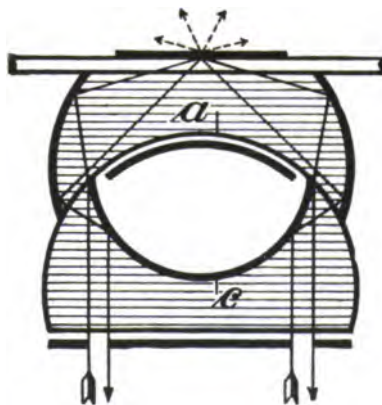


Fig. 369.

Cardioid-Kondensator nach H. Siedentopf
und R. Zeigmondy von C. Zeiß.

artige Vorrichtung sieht man in Fig. 372 und auch in Fig. 404 S. 400 bei dem W ü l f i n g s c h e n Mikroskop unten rechts auf dem Arbeitstisch liegen. V. d e S o u z a B r a n d ã o benutzt dasselbe Glas zur Beleuchtung eines Fadenkreuzes in der oberen Objektivbrennebene ¹⁾.



Fig. 370.

Lieberkühnscher Spiegel.

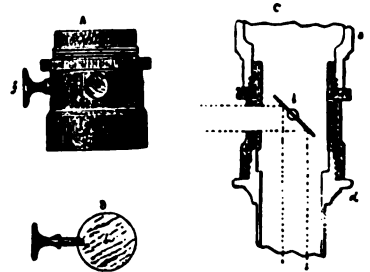


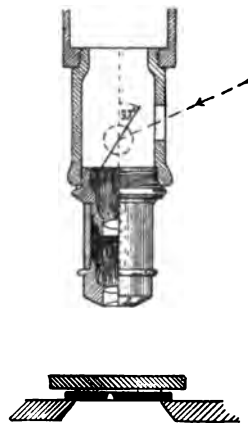
Fig. 371.

Gauesches Spiegelglas als Vertikalilluminator nach Smith oder Beck.



Fig. 372.

Gauesches Spiegelglas als Vertikalilluminator nach F. E. Wright von R. Fueß.



. Fig. 373.

Vertikalilluminator nach J. Joly.

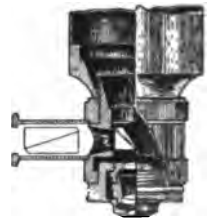


Fig. 374.

Vertikalilluminator mit Polarisator nach E. Abbe.

J. Joly ²⁾ neigt die Glasnormale unter dem Brewsterschen Winkel von $56^{\circ} 42'$ (s. Tabelle auf S. 219) oder das Glas selbst unter seinem Komplement von etwa $33\frac{1}{2}^{\circ}$ gegen die Tubusachse (Fig. 373), um die Beleuchtung mit polarisiertem Licht auszuführen. J. K ö n i g s b e r g e r ³⁾ wählt auch noch andere Neigungswinkel, die an einer passenden Drehvorrichtung abgelesen werden, um dann die an der

¹⁾ Z. X. 39. 1904. 584.

²⁾ Proc. R. Soc. Dublin. 9. 1901. 485—494; 10. 1903. 1—5.

³⁾ Zentralbl. f. Min. 1908. 565 und 797.

Glasplatte entstehende elliptische Polarisierung zur Kompensation der an einer Erzoberfläche entstehende Doppelbrechung zu benutzen. Geschieht die Beleuchtung von oben durch ein die Objektivlinse zur Hälfte bedeckendes totalreflektierendes Prisma, wie in dem A b b e s c h e n Vertikalilluminator [N a c h e t hat das Prisma auch noch in horizontaler Richtung verschiebbar eingerichtet¹⁾], so stellt J. J o l y das polarisierte Licht durch einen seitlich angebrachten Polarisator (Fig. 374) her.

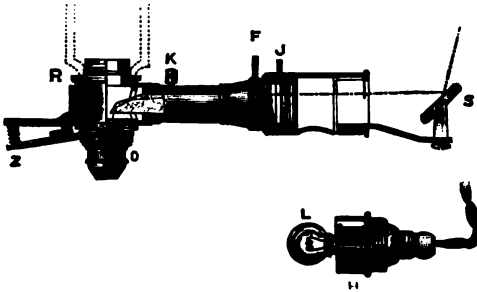


Fig. 375.

Opakilluminator nach Florence von C. Reichert.

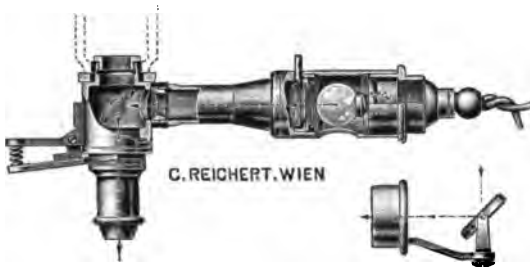


Fig. 376.

Opakilluminator nach Kley von C. Reichert.

Die Beleuchtung der Vertikalilluminatoren geschieht auf verschiedene Weise. Fig. 375 zeigt einen von C. Reichert angefertigten, nach Florence benannten, in seinem Glaskörper eigenartigen Opakilluminator mit Spiegel- oder mit Lampenbeleuchtung. Fig. 376 bildet einen Reichertschen Illuminator nach Kley ab, der auf dem Gaußschen Prinzip fußt und der durch eine kleine elektrische Lampe oder durch einen Spiegel beleuchtet werden kann. Fig. 377, 378 und 379 erläutern die Leitzschen Vorrichtungen an einem Metallmikroskop. Bei schwachen Objektiven (2 in Fig. 378) wird das reflektierende Glas *Sp* mittelst eines Halters vor dem Objektiv angebracht. Bei stärkeren Systemen (s. Fig. 379)

¹⁾ N a c h e t et Fils, Instruments de micrographic. 1900. 49.

bis zu Ölimmersionen trägt ein Zwischenstück OJ das totalreflektierende Prisma Pr und ein seitliches Röhrchen mit verschiebbarer Linse L_2 . Die weitere Apparatur enthält Irisblenden J_1 und J_2 , Linse L_1 und Spiegel

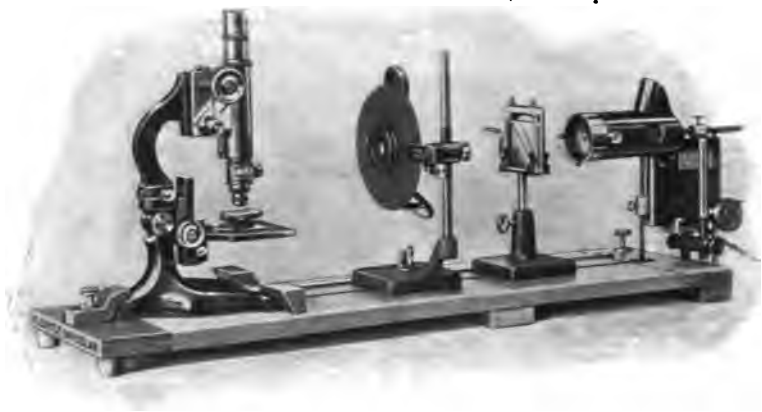


Fig. 377.

Kleines Metallmikroskop mit Opakilluminator von E. Leitz.

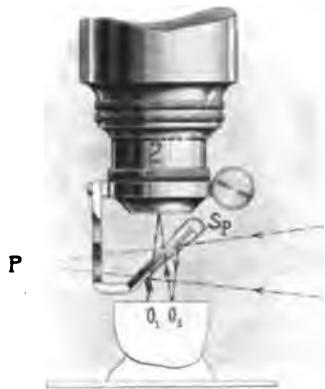


Fig. 378.

Einfacher Opakilluminator von E. Leitz.

in mannigfach verwendbarer Stellung. Die beiden Arten von Vertikalilluminatoren, das Gaußsche Spiegelglas und das totalreflektierende Prisma, haben verschiedene Bereiche der Anwendung. Bei schwachen Vergrößerungen, wo die volle Apertur der betreffenden Objektive doch

nicht verwendet wird, sind die Prismen ausgezeichnet zu gebrauchen, da sie vor allem eine sehr intensive Beleuchtung geben. Bei starker, wie etwa 1200facher Vergrößerung, wo die großen Aperturen möglichst

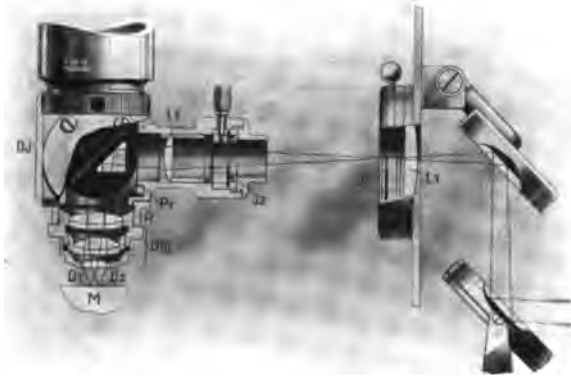


Fig. 379.

Neuer Opakilluminator mit Beleuchtungslinsen von E. Leitz.

ohne Einschränkung ausgenutzt werden müssen, sind die Gaußschen Glastäfelchen unbedingt vorzuziehen. Die von C. Benedicks hierüber veröffentlichte Studie ist schon oben S. 338 besprochen worden.

105. Die ältesten Typen des Polarisationsmikroskops. Nach den in § 43 erläuterten Fresnel-Aragoschen Gesetzen muß zur Beobachtung der Interferenzerscheinungen im polarisierten Licht das Mineral zwischen zwei polarisierenden Prismen liegen. Man fügt in den Gang der Lichtstrahlen zwischen Spiegel und Objekt ein Nicolsches oder ähnliches Prisma als Polarisator, und zwischen Objektiv und Auge des Beobachters entweder im Tubus oder über dem Okular ein zweites Prisma als Analysator ein. Ein derart ergänztes Mikroskop pflegt man ein Mikroskop mit Polarisationsvorrichtung oder auch ein Polarisationsmikroskop zu nennen. Diese Beobachtung zwischen zwei polarisierenden Prismen erfüllt ihren Zweck aber nur, wenn

1. das zu untersuchende Objekt bei feststehenden, gekreuzten Nicols bequem in seiner eigenen Ebene zentrisch drehbar ist oder umgekehrt, wenn die beiden Nicols in gleichem Tempo bei feststehendem Objekt gedreht werden können,

2. wenn der Winkel zwischen zwei Lagen des Objekts bis auf $0,1^\circ$ — in manchen Fällen wohl noch etwas genauer — abgelesen werden kann, und

3. wenn die Nicol-Hauptschnitte eine bekannte, jeden Augenblick nach etwa vorgenommener Verschiebung wieder herstellbare Lage haben.

Mit einem derartig gebauten Instrument stellte schon M. L. Frankenheim¹⁾ 1860 seine Beobachtungen „Über das Entstehen und das Wachsen der Kristalle usw.“ an. Der drehbare Tisch kommt schon 1856 in einem von S. Highley speziell für mineralogische Zwecke konstruierten Mikroskop²⁾ vor und findet sich auch in dem 1875 zum Abschluß gebrachten Werk von Nägeli und Schwendener³⁾ in der Abbildung eines Mikroskops von Seibert und Krafft. Um 1861 hat auch N. Story Maskelyne, nach Henry A. Miers⁴⁾, ein Polarisationsmikroskop mit drehbarem Tisch zum Studium von Meteoritendünnschliffen konstruiert. 1870 hat dann H. Rosenbusch aus einem Kellnerschen Instrument ein Polarisationsmikroskop herstellen lassen. Dieses Mikroskop ist noch im Original erhalten und wurde 1909 dem Museum für Meisterwerke der Naturwissenschaft und Technik in München schenkwweise überlassen. Es befindet sich jetzt dort unter den Ausstellungsgegenständen. Mit diesem primitiven Instrument hat Rosenbusch lange Jahre seine fundamentalen Untersuchungen ausgeführt. Aus Pietät für den großen Meister und als Beitrag zur Entwicklungsgeschichte unseres wichtigsten Werkzeugs möge es in Fig. 380 abgebildet werden. Eine technisch vollkommene Gestaltung ließ R. F. Fuß nach Rosenbuschs Angaben diesem Instrument angedeihen, das auch durch seinen Urheber beschrieben wurde⁵⁾. Fig. 381 a zeigt dieses verbesserte Mikroskop in Totalansicht mit Durchschnitt der wichtigeren Teile, Fig. 381 b gibt einen Querschnitt in der Richtung *AB*. Die zentrische Drehbarkeit des Objekts wird durch Zentrierung des Tubus mit seinem jeweiligen Objektiv und Okular auf das Zentrum des rotierenden Objektisches erreicht. Die Tubusführung besteht aus einem festen äußeren Teil, der hülsenartig ein inneres Rohr, den eigentlichen Tubus, umschließt. Nur bei *cd* ist dieser fest mit seiner äußeren Hülle verbunden. Die rohe Einstellung geschieht durch vertikale Verschiebung des inneren Rohrs mit der Hand, die feine Einstellung bewirkt die Mikrometerschraube *gg*. Der innere Tubus gleitet nicht an einer Metallwand, sondern an den beiden verstärkten Enden der Tubusführung sind je drei Schrauben eingesetzt, welche Pergamentblättchen sanft an die Tubuswand andrücken. Dieselben sind im Querschnitt Fig. 381 b sichtbar. Außerdem dient zur Sicherheit der Schiebung eine Feder *h*, die je zweien der erwähnten Pergamentblättchen gegenüberliegt — in Fig. 381 a ist sie um 60° in der Achse des Tubusystems zu weit herumgedreht, um sie sichtbar zu machen — und so den Tubus zwingt, sich immer glatt an diese anzulegen. In unbeeinflusster Lage,

¹⁾ Pogg. Ann. 111. (1860). S. 37.

²⁾ Microsc. Journ. 4. (1856). 281—286.

³⁾ Das Mikroskop. Leipzig 1877. 121 und 125.

⁴⁾ Proc. Roy. Soc. März 1911. S. 5 des Sep.

⁵⁾ N. J. 1876. 504—513.

d. h. ohne Einwirkung der beiden Zentrierschrauben, von denen in Fig. 381a nur die eine bei *B* sichtbar ist, würde der innere Tubus nicht senkrecht stehen, sondern mit seinem unteren, gewissermaßen freihängenden Ende von der Lotlinie abweichen. Am oberen Rande des inneren Tubus befindet sich ein in der Figur nicht sichtbarer Schlitz, in den ein Stift



Fig. 380.

Ältestes Rosenbusch'sches Polarisationsmikroskop aus dem Jahre 1870
(im Museum für Meisterwerke der Naturwissenschaft und Technik
in München).

$\frac{1}{3}$ der wirklichen Größe.

paßt, den jedes Okular an seinem äußeren Mantel in solcher Stellung trägt, daß bei seiner Einfügung in den Schlitz die Arme des Fadenkreuzes im Okular genau von hinten nach vorn und von links nach rechts laufen.

Der Objektisch des Mikroskops wird von einer kreisrunden Scheibe gebildet, die durch einen leichten tangentialen Druck mit dem Finger um ihren Mittelpunkt, der zugleich in der Achse des Beleuchtungsapparates

liegt, gedreht werden kann. Der Rand dieses drehbaren Tisches ist mit einer Kreisteilung nach ganzen Graden versehen, und die Größe einer vollzogenen Drehung kann an dem vorn befindlichen Index i mit Nonius abgelesen werden. Zwei abnehmbare Federn, von denen nur eine bei q in Fig. 381 a sichtbar ist, dienen zur Fixierung eines Präparats in bestimmter Stellung. Das von unten her in den Mikroskoptisch eingeführte Nicol nn bleibt bei Drehung des Objektisches in unverändert fester Stellung. Es ist ebenfalls an seinem Rand mit einer Kreisteilung und zwar nach

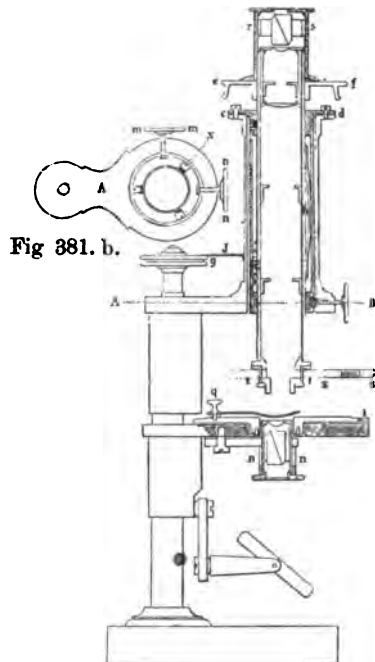


Fig. 381. b.

Fig. 381 a und 381 b.

Verbessertes Polarisationsmikroskop von 1876
nach H. Rosenbusch von R. Fueß.

10 Graden versehen, während sich an der festen Hülse, in die es um seine Achse drehbar eingeklemmt ist, ein Index befindet. Bei Einstellung des Nullpunktes oder des Punktes 90° auf den Index der Hülse fällt der Hauptschnitt des Nicols, das als Polarisator dient, genau mit einem der Fäden des Okularfadenkreuzes zusammen. Bringt man nun irgend einen Punkt eines Objekts in den durch den Schnittpunkt des Okularfadenkreuzes bezeichneten Mittelpunkt des Gesichtsfeldes und dreht dann den Objektisch um seine Achse, so wird der eingestellte Punkt im allgemeinen nicht im Zentrum O des Fadenkreuzes $\alpha\alpha$ und $\beta\beta$ in Fig. 382 verharren, sondern einen exzentrischen Kreis beschreiben. Man muß also

den Tubus zentrieren, d. h. mittelst der Schrauben $m m$ und $n n$ (Fig. 381 b) die optische Achse des Instruments mit der Drehachse des Objektisches zur Koinzidenz bringen. Man sieht aus Fig. 382, daß der Fußpunkt der optischen Achse des Mikroskops in diesem Fall nicht o , sondern o_1 ist, und daß also der Punkt o_1 mit o zur Deckung zu bringen, d. h. mit der optischen Achse der Weg $o_1 o$ zu beschreiben ist. Dies geschieht durch Verschiebung des Tubus mittelst der Zentrierschraube $n n$ (Fig. 381 b) um $o_1 v$ und alsdann mit der Schraube $m m$ um $v o$. Nun muß der wieder auf den Schnittpunkt des Fadenkreuzes eingestellte Punkt des Objekts bei Drehung des Tisches unverrückt im Schnittpunkt des Fadenkreuzes verharren. Jeder andere Punkt, den man durch Verschiebung des Präparats in den Schnittpunkt des Fadenkreuzes führt, ist damit

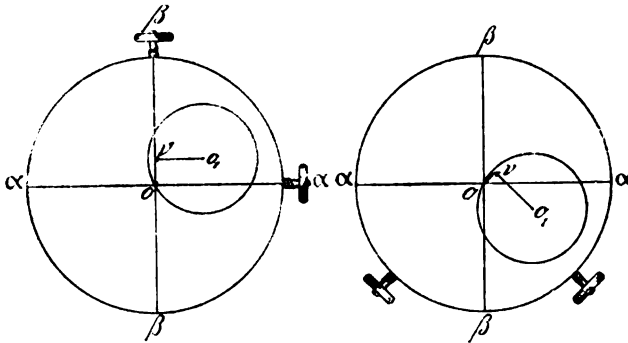


Fig. 382.

Fig. 383.

ebenfalls vollständig zentrisch drehbar, solange Objektiv und Okular nicht gewechselt werden. Da aber die optischen Achsen der verschiedenen Objektive niemals genau mit denen der Okulare zusammenfallen, so wird man nach jedem Objektivwechsel eine kleine Dezentrierung wahrnehmen, die bei gut gebauten Instrumenten so unbedeutend sein soll, daß sie das Arbeiten nicht erschwert und nur bei gewissen Operationen eine neue Zentrierung erforderlich macht.

Neben den Instrumenten, die den Tubus auf die festliegende Achse des Tisches zentrieren, gibt es auch Konstruktionen, bei denen der Mittelpunkt des Tisches sich auf die Tubusachse einstellen läßt. Da hierbei aus technischen Gründen die Zentrierschrauben meistens unter 45° gegen das Fadenkreuz gerichtet sind, so muß man die Zentrierung nach dem in Fig. 383 gegebenen Schema vornehmen und also mit der rechten Schraube die Bewegung $o_1 v$, mit der linken die Bewegung $v o$ ausführen.

Das analysierende Nicol rs (Fig. 381 a) ist in eine Metallhülse derart gefaßt, daß es sich bequem über das Okular stülpen läßt. Der abgeschrägte, mit einer Kreisteilung in je 5° versehene Fuß der Metallhülse ruht auf dem Teller ef , auf dem ein Index eingegraben ist. Die untere Fläche des Nicols steht, wie Fig. 381 a zeigt, möglichst nahe über dem Okular,

um die unvermeidliche Verkleinerung des Gesichtsfeldes auf ein Minimum zu beschränken. Wird der Punkt 0° oder 90° der Kreisteilung auf den Index des Tellers eingestellt, so steht der Hauptschnitt des Analysators genau von links nach rechts oder von hinten nach vorn, fällt also mit einem Faden des Okularfadenkreuzes zusammen. Wie diese Einstellung erreicht wird, ist in § 110 beschrieben. Man kann daher rasch und sicher die Hauptschnitte von Polarisator und Analysator parallel oder gekreuzt zueinander richten oder ihnen jede gewünschte Neigung geben, und kennt dann immer die Lage ihrer Hauptschnitte, die sich bei paralleler und gekreuzter Stellung, mit dem Okularfadenkreuz zusammenfallend, auf das untersuchte Objekt projizieren. Bei den F u e ß schen Mikroskopen steht, bei Einstellung des Nullpunktes von Polarisator und Analysator auf die bezüglichen Marken, der Hauptschnitt des ersteren von hinten nach vorn oder in der Sagittalebene, der des letzteren von links nach rechts oder in der Frontalebene des Instruments.

Bei *tt* der Figur 381 a ist der Tubus durchbrochen und gestattet somit die Einschiebung von Hilfsapparaten *zz* (Quarzplatten, Glimmerblättchen, A m i c i schen Linsen), über die an anderer Stelle näheres gebracht wird (s. § 147 ff. u. 162), in den Gang der Lichtstrahlen.

106. Einige moderne Polarisationsmikroskope. Die im vorigen Paragraphen gegebene Beschreibung des R o s e n b u s c h - F u e ß schen Mikroskops von 1876 hat nicht nur historisches, sondern auch praktisches Interesse, denn dieses Instrument wird immer noch nach seinen prinzipiellen Anordnungen vielen modernen Konstruktionen zugrunde gelegt. Man hat hiernach in den folgenden Jahrzehnten zahlreiche Modelle von einfacher und reicher Bauart hergestellt, von denen in den Figuren 384—394 einige der zu ihrer Zeit vollkommensten Typen abgebildet sind. Sie werden zwar jetzt nicht mehr genau in dieser Form hergestellt, da sie wiederum mannigfach verbessert worden sind, haben aber insofern noch ihre besondere Bedeutung, als sie in allen Instituten vorhanden sind und auch sicherlich noch viel gebraucht werden. Eine Beschreibung, die daher manchem erwünscht sein wird, soll sich besonders auf das in Fig. 385 abgebildete und wohl am weitesten verbreitete Mikroskop beziehen, um dessen Zustandekommen sich neben dem Verfertiger R. F u e ß auch T h. L i e b i s c h besondere Verdienste erworben hat¹⁾.

Dieses L i e b i s c h - F u e ß sche Mikroskop besitzt einen besonders schweren Fuß mit starkem, oben gegabeltem Ständer. Der Drehpunkt des umlegbaren Teils liegt ungewöhnlich hoch, sodaß man bei horizontaler Lage das Mikroskop unmittelbar gegen homogene Leuchtflammen, ohne Anwendung des Spiegels, richten kann.

¹⁾ A. F u e ß, Über Mikroskope für kristallographische und petrographische Untersuchungen. N. J. B. B. 7. 1891. 55—89.

Der Rand des drehbaren Tisches, der in Fig. 352 auf S. 370 einzeln dargestellt ist, hat eine Kreisteilung nach halben Graden und gestattet an zwei in den Figuren nicht sichtbaren Nonien die direkte Ablesung einzelner Minuten. In den gekerbten Rand greift ein Trieb *a* (Fig. 385) ein, der eine langsame Drehung um kleine Winkel und somit sehr genaue Einstellungen gestattet. Dieser Trieb kann durch einen Hebel *h* aus- und eingeschaltet werden. Der drehbare Tisch trägt einen Kreuzschlitten



Fig. 384.

Polarisationsmikroskop von 1891 von C. Zeiss.



Fig. 385.

Polarisationsmikroskop von 1891
nach Th. Liebisch von R. Fuess.

(Fig. 352 und 385), dessen eine Schraube *s* von $\frac{1}{2}$ mm Steigung eine Trommelteilung von 50 Strichen trägt und also eine Verschiebung von 0,01 mm direkt abzulesen und von 0,001 mm (1μ) zu schätzen erlaubt. Die Schraube *s'* hat eine viel stärkere Steigerung und dient zur raschen Bewegung beim Absuchen des gegen die Winkelleiste *w* fixierten Präparats. Diese Leiste *w* wird den Instrumenten in 3 Formaten, zu den 3 gebräuchlichen Objektträgergrößen passend, beigegeben und dient im Verein mit zwei senkrecht zueinander liegenden Finderskalen (*s*. Fig. 352 vorne links) zum Markieren eines bestimmten Punktes im Schliff.

Unter dem Tisch befindet sich eine durch Trieb auf und nieder schiebbare federnde Hülse zur Aufnahme eines Polarisators wie in Fig. 341 oder 342 oder 343, dessen Fixierung durch die Schraube *r* (Fig. 385) geschehen kann.

Durch die verschiedentlichen Teilungen des Tisches lassen sich Winkel- und Längenmessungen in der Tischebene mit aller nur wünschenswerten Genauigkeit ausführen. Über die Messungen im einzelnen sowie von Winkeln in andern Ebenen werden in den Paragraphen 111—118 Mitteilungen folgen.

Die grobe Einstellung des Tubus erfolgt durch Zahnstange und Trieb und ist so ausgiebig, daß auch sehr schwache Objektive — von 50 mm Äquivalentbrennweite und demnach etwa 75 mm Objektstand — noch benutzt werden können. Zur Führung der Feinstellung des Tubus dient eine starke, prismatische, stählerne Säule, deren Mikrometerschraube eine Steigung von 0,5 mm und eine Kopfscheibe mit 100 Teilstrichen hat, sodaß man mit einem fünfteiligen Nonius (*n* Fig. 385) noch 0,001 mm ($1\ \mu$) ablesen kann. Will man diese hohe Präzision z. B. bei Dickenmessungen erreichen, so muß man die ganze Tubusbewegung hier wie bei jedem andern Mikroskop äußerst vorsichtig handhaben (s. § 111). Zur Messung größerer Längen (bis zu etwa 75 mm), wie sie bei Ermittlung der Äquivalentbrennweiten erwünscht sein können (s. o. § 92), wird auf E. A. Wülfings Vorschlag der Stahlzylinder, der die Zahnstange des Tubus trägt, mit Teilung und Nonius versehen (s. Fig. 399 u. 404), sodaß man bis auf $\frac{1}{10}$ mm ablesen und bis auf $\frac{1}{20}$ mm die Länge schätzen kann. Ähnliche Vorrichtungen gab schon 1880 C. Bertrand¹⁾ an.

Der Tubus endigt oben in ein Auszugsrohr *R*, das hier nur wenig herausgezogen ist und durch einen, in Fig. 386 besser als in Fig. 385 sichtbaren, Trieb auf und ab bewegt wird. Dieses Auszugsrohr ist auf der linken Seite mit einer in Fig. 386 nicht abgebildeten Millimeterskala versehen, woran die mechanische Tubuslänge, d. h. der Abstand der Ansatzfläche des Objektivgewindes vom oberen Tubusrand, auf den die Okulare aufsitzen, abgelesen wird.

Die Objektive werden gewöhnlich an den Tubus nicht angeschraubt, sondern nach dem Vorgang von N a c h e t durch einen einzigen Griff mittelst der Klammer *K*, die in Fig. 389 besonders abgebildet ist, eingesetzt. Der obere Teil der Klammer ist aus hartem Stahl hergestellt und wird durch ein Gewinde an die Zentriervorrichtung dort angeschraubt, wo sonst die Objektive befestigt werden. Letztere tragen je einen oben konisch ausgedrehten und auf den konischen Ansatz passenden Teller, der durch eine gabelförmige, federnde Klammer nach oben gedrückt und damit in die richtige Lage gebracht wird. Bei Anwendung der Objektivklammer muß man die Werte der Tubuslängenskala bei *R* um die Dicke der Klammer (bei meinem Instrument um 8 mm) erhöhen. Die sonst so ver-

¹⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 3. 1880. 100.

breiteten Revolver zum Wechsel der Objektive sind bei den Mikroskopen mit drehbarem Tisch nicht üblich, weil diese Vorrichtungen für die Zentrierung auf die Dauer nicht genau genug funktionieren.



Fig. 386.

Fueßscher Tubus mit drehbarem Analysator.



Fig. 387.

Voigt & Hochgesang'scher Tubus mit 3 Röhren.



Fig. 388.

Polarisationsmikroskop von 1885 nach C. Klein von Voigt & Hochgesang.

Der Tubus, der in Fig. 386 in etwas vervollständigter Form¹⁾ abgebildet ist, trägt unten das Objektiv, das sich in keiner Weise von den Objektiven anderer Mikroskope unterscheidet, und oben ein immer



Fig. 389.

Objektivklammer von R. Fueß.

mit Fadenkreuz versehenes meistens Huygenssches zuweilen auch Ramsdensches Okular. Zwischen diesen beiden Linsensystemen ist zu unterst, gleich über der Objektivklammer, eine bei der üblichen Stellung

¹⁾ s. C. Leib, N. J. B. B. 10. 1895. 182.

des Instruments von hinten links nach vorne rechts (NW—SO gehende Durchbrechung zu sehen, die zur Aufnahme von einem Quarzkeil oder von andern Hilfsapparaten für die optischen Bestimmungen dient, und die durch eine Klappe mittelst des Knopfes *e* verschlossen werden kann. Darüber folgt die schon auf S. 385 besprochene Zentriervorrichtung, und wieder etwas höher eine größere Durchbrechung zur Aufnahme des als Analysator dienenden polarisierenden Prismas *N* Thompsonscher Konstruktion. Dieser Innenanalysator läßt sich durch den Griffknopf *d* um 90° um die Tubusachse drehen, sodaß man bald bei gekreuzten, bald bei parallelen Nicols und auch unter jedem andern an der Skala *T* ablesbaren Winkel der Polarisatoren beobachten kann. Abermals etwas höher, schon in dem Ausziehtubus *R*, liegen noch zwei weitere schlitzförmige Öffnungen, von denen die untere eine mit dem Knopf *J* verstellbare Irisblende, die obere eine durch *f* heraus und herein zu ziehende Amici'sche Linse trägt. Schließlich kann man auch einen Analysator auf den Tubus, also über das Okular stülpen, um eine ganz scharfe Kreuzung der Nicolhauptsnitte herbeizuführen. Bei den Tuben mit drehbarem Innennicol bedarf man eines derartigen aufsetzbaren Analysators nicht mehr.

Bei den nunmehr folgenden Mikroskopbeschreibungen sind zur Vermeidung von Wiederholungen nur jene Konstruktionsteile besonders hervorgehoben, die sich in wesentlichen Stücken von der Liebisch-Fueßschen Anordnung unterscheiden.

Die in Fig. 384 abgebildete Konstruktion aus der Jenaer Werkstatt von C. Zeiß zeigt ein großes Modell¹⁾ mit einfach gehaltenem drehbarem Tisch, der auch durch einen Kreuzschlittentisch zur schnellen und langsamen Bewegung der Objekte ersetzt werden kann. Der Beleuchtungsapparat ist herausklappbar (Fig. 356, S. 373) und gelangt durch einen soliden Mechanismus immer wieder genau in die gleiche Stellung unter dem Mikroskop; er trägt außer dem Polarisator eine Irisblende und einen dreiteiligen Kondensor mit der numerischen Apertur 1,40. Die beiden oberen Linsen dieses Kondensors sind leicht abzunehmen, da ihre Fassung auf die der unteren Linse nur aufgesteckt und nicht fest mit ihr verschraubt ist. Schlitz für Quarzkeil usw. (bei *K*), Tubusanalysator (in der Figur nicht abgebildet), Amici'sche Linse (bei *B*), sind in der Anordnung wie bei dem vorigen Modell angebracht. Die Objektive können auch durch einen Schlitten-Objektivwechsler (Fig. 390a und 390b), wie er 1887 von S. Czapski angegeben wurde, ausgetauscht werden²⁾.

Voigt & Hochgesang in Göttingen haben früher ein großes, nach Angaben von C. Klein konstruiertes Mikroskop gebaut³⁾, das

¹⁾ s. S. Czapski, N. J. B. B. 7. 1891. 497—505 und die neuesten Kataloge der Firma.

²⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 4. 1887. 293—295.

³⁾ Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wiss. Göttingen 1884. 11. 436. N. J. B. B. 3. 1885. 540—547.

später noch einige Verbesserungen erfuhr. Die Firma hat ihre Tätigkeit auf dem Gebiet der Anfertigung von Polarisationsmikroskopen eingestellt. Fig. 392 zeigt einen Querschnitt des Instruments mit Kreuztisch in älterer, Fig. 388 ein ähnliches Instrument in späterer Ausführung. Der in Fig. 395 im Aufriß und Querschnitt abgebildete Tisch¹⁾, mit verdeckt liegenden Kreuzprismen PP_1 und ihren Führungsstücken SS_1 , hat den Vorzug, daß der durch die Schrauben M bewegte Mechanismus nicht verstaubt, und daß der Nonius N an keiner Stelle durch die Mikrometerschrauben verdeckt wird. Arretierung und Feinbewegung des Kreises K erfolgt durch den Exzenter E und das Mikrometerwerk B .

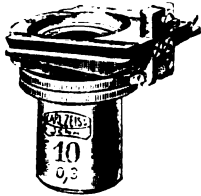


Fig. 390 a.

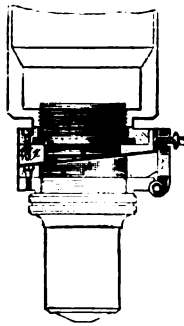


Fig. 390 b.

Objektivklammer nach S. Czapski von C. Zeiß.

Bei den älteren Voigt & Hochgesang'schen Modellen wurden Tubusanalysator n und Amici'sche Linse B abwechselnd an das Ende des inneren, sich durch Zahn und Trieb in dem äußeren bewegenden Tubus befestigt, wozu dieser letztere vorne ein (in Fig. 392 so wenig wie Zahn und Trieb gezeichnetes) Fenster trug. Das innerste Rohr mit den Okularen war mit freier Hand zu bewegen. Bei den neueren Mikroskopen (Fig. 387 und 388) sind diese drei ineinander gesteckten Teile beibehalten und zur Festlegung einer bestimmten Stellung mit Teilungen versehen. Die Amici'sche Linse findet sich ein wenig weiter hinaufgerückt am Ende des mittleren Tubus, und der Innenanalysator hat seine Lage wie bei den vorigen Modellen gleich über der Zentriervorrichtung und dem Schlitz. Durch diese doppelte Verstellung von Amici'scher Linse zu Objektiv und Okular sind der Vergrößerung oder Verkleinerung der Interferenzbilder weite Grenzen gezogen. Irisblenden sind unter dem Polarisator und unter der Amici'schen Linse angebracht.

Der französische Mikroskoptypus, wie er von Nachtet in Paris in den 70er Jahren ersonnen wurde, unterscheidet sich nicht un-

¹⁾ Vgl. R. Brauns, Z. f. wiss. Mikrosk. 14. 1897. 11—13.

wesentlich von den obigen Konstruktionen. Charakteristisch ist die Trennung von Objektiv und Okular und die — abgesehen von kleinen vertikalen Bewegungen — feste Verbindung des ersteren mit dem rotierenden Tisch. Das Objektiv *B* (Fig. 391) mit Träger und Mikrometerschraube *L* dreht sich mit diesem Tisch zentrisch um dieselbe Achse, wodurch bewirkt wird, daß ein in den Schnittpunkt des Fadenkreuzes gebrachter Punkt des Präparats bei jeder Stellung im Zentrum des

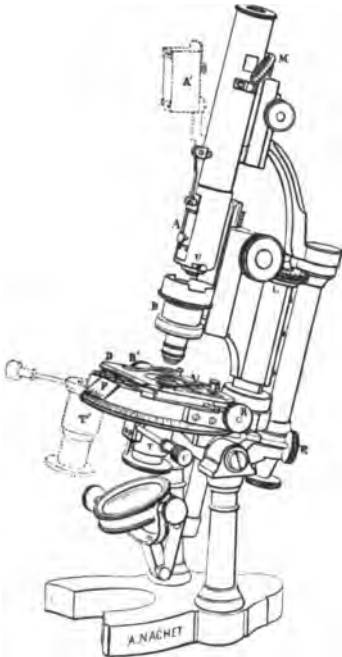


Fig. 391.

Polarisationsmikroskop aus dem Anfang der 80er Jahre von A. Nachet.

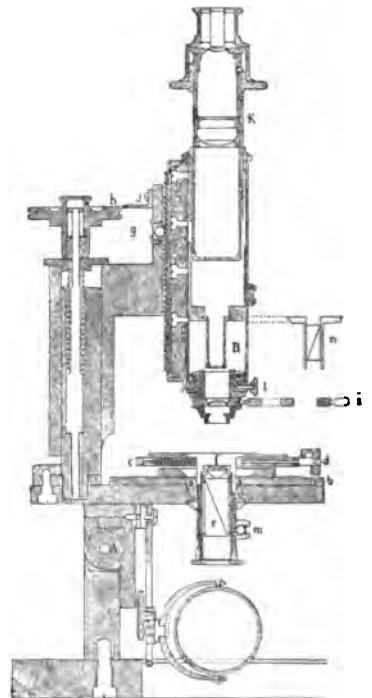


Fig. 392.

Polarisationsmikroskop von 1884 nach C. Klein von Voigt & Hochgesang.

Gesichtsfeldes bleibt und also eine Zentriervorrichtung sowohl am Tisch wie am Objektiv überflüssig wird. Unter dem Objektisch befindet sich das Rohr *T*, das mittelst des Triebes *C* gehoben und gesenkt und in letzterer Stellung zum Zweck des Wechsels der Beleuchtungsapparate nach rechts in die Lage *T'* herausgeklappt werden kann. In dieses Rohr werden der Polarisator und die für die Beobachtung bei verschiedenen Vergrößerungen und im parallelen oder konvergenten Licht geeigneten Kondensorlinsen eingesetzt. Eine Variante dieser in Fig. 391 gezeichneten Vorrichtung ist schon auf S. 371 beschrieben worden und in Fig. 355 abgebildet. Der Mikroskoptisch kann entweder mit der Hand oder durch die Schraube

E gedreht werden, die beim Hineindrücken in ein Zahnwerk eingreift und beim Zurückziehen außer Tätigkeit gesetzt wird; ein Nonius *P* erlaubt Ablesungen bis auf $\frac{1}{10}$ Grad auszuführen. Das Präparat liegt nicht direkt auf der drehbaren Scheibe, sondern auf dem Schlitten *D*, der mittelst der senkrecht zueinander wirkenden Schrauben *R* und *R'* verschoben wird. Man bewegt also auch hier das Präparat nicht mit der Hand, sondern mit diesen Schrauben und bringt so nach und nach jeden Teil in das Zentrum des Gesichtsfeldes, ohne dass irgend eine Stelle des Schliffs der Beobachtung entgehen könnte. Die Verschiebung des Objekts durch die Schrauben *R* und *R'* kann an geteilten Linealen abgelesen werden, an denen der Schlitten *D* hingleitet. Das Präparat liegt an der kleinen Leiste *V* an und wird von zwei leichten Federn gehalten.

Die Einstellung des Objekts erfolgt durch Zahn und Trieb und durch die Mikrometerschraube *L*. Die Objektive werden nicht eingeschraubt, sondern in sehr bequemer und solider Weise in den unteren Teil von *B* eingeklemmt. Dies dürfte die älteste derartige Vorrichtung zum schnellen Wechsel der Objektive sein, die jetzt durch viele andere, wie oben bereits gezeigt, ersetzt ist. — Der obere Tubus wird von der äußeren, gebogenen Metallsäule (Fig. 391) getragen und gleichfalls durch Zahn und Trieb gegen das Objektiv gehoben und gesenkt. Am oberen Ende befindet sich links ein Fenster, durch das mittelst des Spiegels *M* das Fadenkreuz im Okular, falls man es bei gekreuzten Nicols undeutlich sehen sollte, hell beleuchtet werden kann. Am unteren Ende des Okularrohrs ist vorne ein zweites größeres Fenster, in das der Analysator *A* eingeklappt wird. Soll dieser nicht benutzt werden, so kann die Öffnung durch eine Manschette geschlossen werden. Ganz am unteren Ende des Okularrohrs bei *U* ist ein Schlitz angebracht, in den eine Quarzplatte zur Beobachtung bei der empfindlichen Farbe, oder die *A m i c i* sche Linse, die hier wieder in fester Lage zum Okular liegt, eingefügt wird.

Das auf S. 381 unter 1. erwähnte Konstruktionsprinzip, wonach eben-
sogut die beiden polarisierenden Prismen bei ruhendem Präparat gedreht
werden können, wie umgekehrt dieses gegenüber den ersteren zu drehen
ist, hat viel später eine praktisch brauchbare Ausführung gefunden. Zwar
wählte *A. Březina* schon 1866¹⁾ bei seinem verbesserten *Nörrenberg-*
schen Polarisationsinstrument diese Anordnung, indessen wurden eigent-
liche Mikroskope dieser Art erst auf Anregung von *Allan B. Dick*²⁾
von dem Mechaniker *J. Swift* in London gebaut. Fig. 393 zeigt ein
derartiges englisches Mikroskop, bei dem also das Objekt seine Lage nicht
ändert und daher der drehbare Tisch fortfällt. Polarisator und Analysator
sind mit Zahnrädern versehen, die in zwei andere, auf einer gemeinsamen
Stange befestigte Zahnräder eingreifen und dadurch eine synchrone
Drehung erfahren. Eine Zentrierung des Tubus wird hier ebenfalls über-

1) Pogg. Ann. 128. 1866. 450.

2) Min. Mag. 8. 1888. 160—163.

flüssig, weil Objekt und alle Linsen in Ruhe bleiben. Die F u e ß sche Ausführung eines Mikroskops mit drehbaren Nicols erfolgte auf Anregung von C. Klein¹⁾ und ist in Fig. 394 abgebildet. Hier ist der drehbare Tisch außerdem noch vorhanden, um auch die Beobachtungsmethode mit feststehenden Nicols anwenden zu können. Man sieht hier deutlich die mit den polarisierenden Prismen verbundenen Zahnräder und den für die synchrone Drehung nötigen Mechanismus. Zur Vermeidung des bei Zahn-
eingriffen meistens vorhandenen sog. toten Ganges bestehen diese Räder



Fig. 393.

Polarisationsmikroskop von 1888
mit drehbaren Polarisatoren
nach Allan B. Dick von J. Swift.



Fig. 394.

Polarisationsmikroskop von 1896
mit drehbaren Polarisatoren
nach C. Klein von R. Fueß.

oben und unten aus je zwei gegeneinander federnden Zahnrädern. Neu sind ferner Korrekturschrauben, die eine geringe Drehung der Prismen in ihren Fassungen und damit eine sehr genaue Einstellung auf die 0-Marken der Skalen zu bewirken erlauben. Die übrigen Teile des Instrumentes bieten nichts wesentlich Neues; es ist *H* die Hülse des Polarisators, *N* der Tubusanalysator, *K* die Skala der Tubuslänge und *g f* die Vorrichtung zur Einschaltung der A m i c i s c h e n Linse.

¹⁾ S. B. A. 1895. 92—94. Ferner C. L e i ß, N. J. B. B. 10. 1895/96. 180—182 und 414—420.

Die bisher beschriebenen und in Fig. 380—394 abgebildeten Mikroskope wurden alle vor 1900 ersonnen; zu ihnen kämen noch zahlreiche Modelle einfacherer Bauart, deren Beschreibung sich aber erübrigt, weil sie uns vielfach und meistens in verbesserter Auflage in den Instrumenten der jetzigen Zeit, auf die wir nunmehr eingehen wollen, wieder begegnen. Zur Einleitung mögen die hauptsächlichsten Firmen aufgeführt werden, die sich gegenwärtig mit dem Bau von Polarisationsmikroskopen befassen. Diese Adressen werden umso willkommener sein, als man bei der Anschaffung eines Mikroskops doch die ausführlichen und auch wissenschaftlich wertvollen Kataloge der optischen Werkstätten zu Rate ziehen

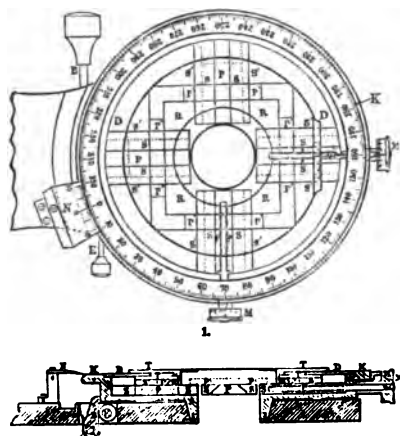


Fig. 395.

Drehbarer Mikroskopisch
mit verdeckt liegender
Kreuzprismenbewegung
von Voigt & Hochgesang.

muß. Vor 50 Jahren war in Deutschland und darüber hinaus die Firma R. F.ueß von führender Bedeutung. Von ihr wurden die zahlreichen Konstruktionsideen der verstorbenen Mineralogen und Petrographen, wie C. Klein, Th. Liebisch, H. Rosenbusch u. a., sowie zahlreicher noch jetzt lebender Fachleute ausgeführt. Die Firma kann wohl auf die reichste Erfahrung auf dem Gebiet des Polarisationsmikroskop-Baus zurückschauen und hat vielfach vorbildlich gewirkt. Inzwischen haben sich auch andere optische Werkstätten auf unsere Forderungen eingestellt und ebenfalls ausgezeichnete Fabrikate herausgebracht. Es mögen hier nur die wenigen Hauptfirmen genannt werden, wie denn ihre Zahl überhaupt nicht groß ist, was mit dem verhältnismäßig kleinen Absatz und mit der Schwierigkeit der Herstellung, die immer noch einen mineralogisch-petrographischen Fachmann als Berater der Firma erforderlich macht, zusammenhängt. Es sind vorzugsweise zu nennen:

R. F u e ß, Steglitz b. Berlin, Düntherstr. 8¹⁾.

C. L e i ß, früher Abteilungsleiter bei R. F u e ß, seit 1921 selbständig,
Steglitz b. Berlin, Stubenrauchplatz 1.

E. L e i t z, Wetzlar²⁾.

C. R e i c h e r t, Wien, VIII, Bennogasse.

W. u. H. S e i b e r t, Wetzlar.

Dr. S t e e g u. R e u t e r, Homburg v. d. H., die einen Teil der Voigt-
u. H o c h g e s a n g s c h e n Fabrikation übernommen haben.

R. W i n k e l, G. m. b. H., Göttingen.

C. Z e i ß, Jena³⁾.

Von außerdeutschen Firmen, die in diesem Buch keine gebührende Berücksichtigung erfahren konnten, schon weil die zu den Figuren zu liefernden Druckstöcke nicht zu beschaffen waren, kommen etwa in Frage:

B a u s c h u. L o m b, G. m. b. H., Rochester, N. Y., U. S. A. ⁴⁾

R. u. J. B e c k L t d., London, Cornhill 68.

N a c h e t e t f i l s, Paris, Rue Saint-Severin 17.

S o c i é t é G e n é v o i s e p o u r l a c o n s t r u c t i o n d' I n s t r u -
m e n t s d e p h y s i q u e e t d e m é c a n i q u e. Genf. Rue de-
Vieux-Grenadiers 8.

S w i f t a n d S o n, London.

Die modernsten Mikroskope zeichnen sich vor allem durch die Verwendung des 1898 von M. B e r g e r ⁵⁾ zuerst für die Zeißwerke konstruierten Stativs aus. Damit ist die alte H a r t n a e c k - O b e r h ä u ß e r s c h e Form der Tubusbewegung in Prismenführung aufgegeben worden, und das Mikroskop durch eine passende Handhabe bequem anzufassen, ohne den zarten Mechanismus der Feinbewegung zu schädigen. Die Figuren 396—399 zeigen diesen Mechanismus von verschiedenen Seiten, teils in halber, teils in viertel Größe, wie er an dem W ü l f i n g s c h e n Mikroskop der Firma W i n k e l ausgeführt wird ⁶⁾. In Fig. 396 ist der am Arm des Mikroskops (s. auch Fig. 404) angeschraubte kastenförmige Teil des Stativs von der Seite zu sehen. Die Spindel mit der Schraube sitzt mit ihrer unteren Spitze auf einem kleinen schraubenförmigen Ambos von glashartem Stahl; darüber auf dem zylinderförmigen Teil der Spindel ist ein Schneckenrad befestigt, das man in Fig. 397 von oben sieht und das durch die Schnecke mit den Griffschrauben bewegt wird. Die spindel-förmige Mikrometerschraube selbst läuft in einer langen, außen zylinder-

¹⁾ s. C. L e i ß, Die optischen Instrumente der Firma R. F u e ß. Leipzig 1899.

²⁾ s. M. B e r e c k, Über Neueinrichtungen von Polarisationsmikroskopen der E. L e i t z s c h e n optischen Werke. Z. X. 55. 1915/20. 615—626.

³⁾ In Anlehnung an ein Z e i ß s c h e s Mikroskop nahm F. E. W r i g h t bedeutende Änderungen vor. T. M. P. M. 29. 1910. 489—497.

⁴⁾ F. E. W r i g h t, The petrographic microscope. Journ. Optical Soc. America. 1. 1917. 15—21.

⁵⁾ Z. f. Instr. 18. 1898. 129—133.

⁶⁾ E. A. W ü l f i n g, Polarisationsmikroskop. S. H. A. 6. Abh. 1918. 19—24.

förmigen Mutter, die auf einem Schlitten befestigt ist, der mit seinem schwalbenschwanzförmigen Profil (s. Fig. 397) von oben in den Kasten eingeschoben und so weit hinuntergelassen wird, bis die untere Spitze der Mikrometerschraube den Ambos berührt und bis gleichzeitig das auf dem zylinderförmigen Teil der Mikrometerschraube sitzende Schneckenrad in die seitlich gelagerte Schnecke eingreift. Ansichten von hinten und von

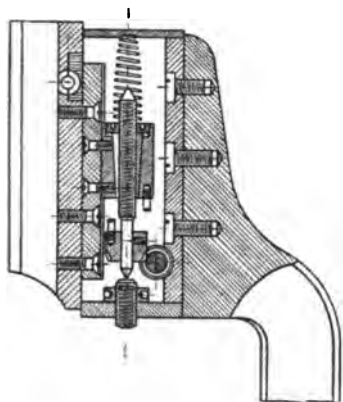


Fig. 396.

$\frac{1}{2}$ der wirklichen Größe

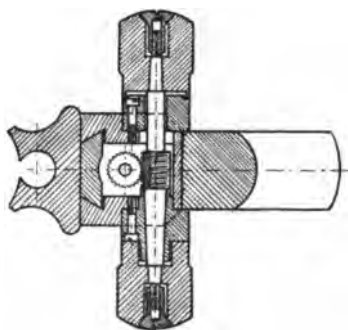


Fig. 397.

$\frac{1}{2}$ der wirklichen Größe.

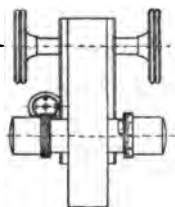


Fig. 398.

$\frac{1}{4}$ der wirklichen Größe.

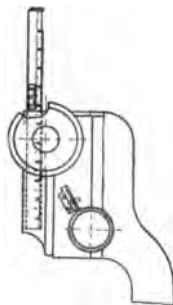


Fig. 399.

$\frac{1}{4}$ der wirklichen Größe.

Tubusbewegung und Ablesungsvorrichtungen am großen Wülfigschen Polarisationsmikroskop von R. Winkel.

der Seite, wie Fig. 398 und 399, mögen zum weiteren Verständnis beitragen. Die Mikrometerschraube hat 1,250 mm Steigung¹⁾. Das auf der gleichen Achse sitzende Schneckenrad hat 25 Zähne. Die hier eingreifende Schnecke besteht aus 2 nebeneinander herlaufenden Spiralen, sodaß bei einer Umdrehung dieser Schnecke das Schneckenrad um 2 Zähne, also um $\frac{2}{25}$ einer Umdrehung gedreht wird. Demnach bewirkt die Mikro-

¹⁾ In Fig. 396 ist noch eine ältere Mikrometerschraube mit 1.000 mm Steigung in halber Größe gezeichnet.

eterschraube bei einer Umdrehung der Feinstellgriffschraube einen Hub des Tubus von 0,100 mm. Wenn nun die Griffschraube mit einer hundertteiligen Skala versehen wird, wie dies in Fig. 398 rechts gezeichnet ist, so entspricht hier jeder Skalenteil einem Hub von genau 1μ . Zur bequemen Ablesung mehrerer Umdrehungen der Feinstellschraube dient ein in Fig. 398 links sichtbares Zählrädchen, das durch eine auf der linken Griffschraube sitzende Schnecke bewegt wird.

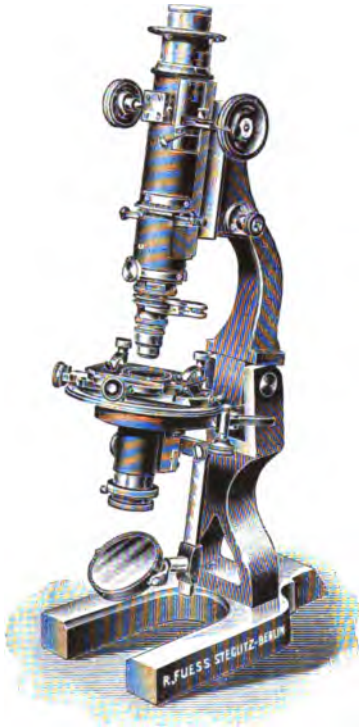


Fig. 400.

Modernes großes Polarisationsmikroskop
von R. Fuess.

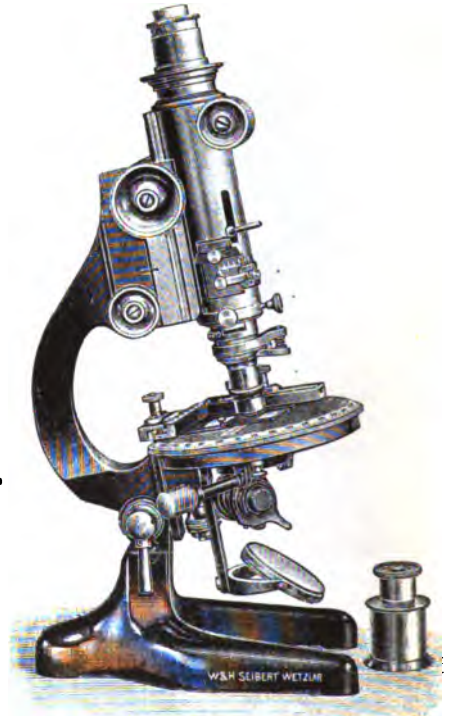


Fig. 401.

Modernes großes Polarisationsmikroskop
von W. und H. Seibert.

Die Anordnung der optischen Teile der Mikroskope in den Figuren 400 bis 405 ist im allgemeinen denen der Mikroskope in den Figuren 384—394 ähnlich. Eine Erwähnung im einzelnen ist daher nur bei einigen Eigentümlichkeiten des einen oder andern Modells erforderlich. So werden bei dem Fuess'schen Modell I (Fig. 400) die vereint bleibenenden Kondensorenlinse von dem Hersteller betont, die so groß gewählt sind, daß sie einen Wechsel der Beleuchtung auch bei schwächeren Objektiven nicht erforderlich machen. Man darf hierbei die Forderung nur nicht so weit treiben, wie dies auf S. 367 verlangt ist. Die Beseitigung des Polarisators mit Kondensator geschieht durch Herunterschrauben und

Zurseiteklappen. Eine Irisblende liegt in der unteren Brennebene der vereinigten drei Kondensorlinsen. Bei dem Seibertschen Mikroskop sieht man an Fig. 401 ohne weiteres, wie die Ausschaltung des Polarisators und des Kondensors geschieht. Die Amici'sche Linse wird durch einen Hebel an die Tubuswand umgelegt und damit aus dem Strahlengang ausgeschaltet. Bei dem Winkelschen Stativ in Fig. 402 ist die eigentümliche Vorrichtung zum Wechsel der Beleuchtung schon auf S. 371 erwähnt. Kreuzschlittentische sind an den Mikroskopen von F u e ß



Fig. 402.

Modernes großes Polarisationsmikroskop
von R. Winkel.



Fig. 403.

Modernes großes Polarisationsmikroskop
von C. Reichert.

(Fig. 385 u. 394), N a c h e t (Fig. 391), Voigt & Hochgesang (Fig. 392), Reichert (Fig. 403) und Winkel (Fig. 404) zu sehen. Die Stellschrauben werden entweder beide mit feiner Steigung oder mit einer feinen und einer groben Steigung versehen. Bei dem Leitz'schen Modell in Fig. 405 ist der weite Tubus hervorzuheben, der die Anwendung breiterer Okulare und damit größerer Gesichtsfelder gestattet. Der Vorteil dieser Okulare mit erweitertem Gesichtsfeld wird von manchen Mikroskopikern sehr geschätzt, vielleicht auch ein wenig überschätzt, weil das Auge diese Übersicht nur durch Änderung seiner Stellung gewinnt. Der frühere Mangel einer gewissen Unschärfe zwischen Bildmitte und Rand ist durch die neuen, oben S. 366 bereits erwähnten periplanatischen Okulare wesentlich verringert. An diesem Leitz'schen Mikroskop ist noch ferner eine neue Art von sehr exakt funktionierender Objektivklammer hervor-

zuheben; sie ist in Fig. 406a und 406b noch einmal besonders abgebildet. Bei dieser Zange hat der Ring jedes Objektivs drei kleine Vorsprünge, die sich auf die untere Scheibe der Klammer auflegen und so eine sehr genaue Lage des Objektivs bewirken. Die Zentrierung jedes Objektivs geschieht für sich an seinem Ring durch zwei Schraubchen und einen Schlüssel. Die Amicische Linse kann zur Zentrierung frontal und sagittal korrigiert werden.



Fig. 404.

Modernes großes Polarisationsmikroskop nach E. A. Wülffing von R. Winkel.

Die fünf Mikroskope der Figuren 400, 401, 402, 403, 405 haben nur einen Ausziehtubus, während bei dem Wülffing-Winkelschen Mikroskop (Fig. 404) auf die Idee des Mikroskops Fig. 388, S. 389 zurückgegriffen ist. Man kann also hier den Abstand der Amicischen Linse gegen Objektiv und Okular ändern und damit bei Kombinationen von nur je einem Objektiv und einem Okular recht erhebliche Veränderungen in den Vergrößerungen der Achsenbilder vornehmen. Der Wechsel der

Beleuchtung ist schon auf S. 373 besprochen. Die synchrone Bewegung der Nicols läßt sich mit Hilfe des vor dem Mikroskop auf dem Arbeitstisch liegenden Stangenwerkes ausführen, indem man die Seitenarme in



Fig. 405.

Modernes großes Polarisationsmikroskop von E. Leitz.



Fig. 406 a.

Dreipunkt-Objektivzange von E. Leitz.



Fig. 406 b.

passende Stifte von Polarisator und Analysator einsteckt und festschraubt. Die Achse, um die das Mikroskop umgelegt werden kann, ist 15 cm hoch gelagert, sodaß, bei dem 9 cm großen Abstand der Tischmitte von dieser Drehachse, der Mikroskoptubus bei horizontaler Lage 24 cm über dem Arbeitstisch liegt und daher ein bequemes Beleuchten mit Bunsenbrenner oder Monochromator in derselben Höhe wie bei den verbreitetsten Goniometern und Achsenwinkelapparaten erlaubt. Zur Korrektur der



Fig. 407.

Modernes mittleres Polarisationsmikroskop
von W. und H. Seibert.



Fig. 408.

Modernes kleines Polarisationsmikroskop
von E. Leitz.

horizontalen Lage des Tubus ist noch auf dem Sporn des hufeisenförmigen Fußes eine Stütze mit verstellbarem Schraubenkopf angebracht. Die Amicische Linse ist in frontaler und sagittaler Richtung zentrierbar, was an Fig. 404 nicht zu sehen ist. Weitere Einzelheiten über dieses Instrument sind der Wülfigschen Arbeit l. c. (s. S. 322, Fußnote 1) zu entnehmen. Die eben erwähnte vereinfachte Art der Nicoldrehung mit einem Stangenwerk ist im Prinzip zuerst von E. Sommerfeldt angegeben worden¹⁾. Sie wurde auch an dem de Souza-Brandãoschen

¹⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 21. 1904. 181—185; s. auch C. Leiß, Z. X. 47. 1910. 377—378.

Modell¹⁾ von R. Fueß (Fig. 409) verwendet. Das in Fig. 394 abgebildete Mikroskop älterer Konstruktion erfuhr auf Grund J. Hirschwald'scher Anregungen einen weiteren Ausbau durch R. Fueß²⁾.

Einfachere Mikroskope in moderner Ausstattung sind in den Figuren 407, 408, 410, 411, 412 zu sehen. Im allgemeinen zeigen diese Mikroskope geringere Dimensionen als die vorigen. Die Mannigfaltigkeit der Fabrikate der verschiedenen Firmen ist noch viel größer, als dies hier illustriert werden konnte. So stellen die Firmen Seibert, Winkel



Fig. 409.

Großes Polarisationsmikroskop für
Fedorowsche Untersuchungen
nach de Souza-Brandão von R. Fueß.



Fig. 410.

Modernes mittleres Polarisationsmikroskop
von R. Winkel.

und Fueß (Fig. 407, 410 und 412) auch Modelle ohne Gelenk zur Schiefstellung und andererseits die Firmen Leitz und Reichert (Fig. 408 und 411) auch mittlere Modelle mit dieser Vorrichtung her. Diese einfacher ausgestatteten Mikroskope genügen bei vielen Untersuchungen und können die im ganzen doch sehr kostbaren großen Modelle gut ersetzen.

¹⁾ V. de Souza-Brandão, O novo microscopio da Commissão do Serviço Geologico. Communicações do Serviço Geologico de Portugal. 5. 1903. 118—250. Ferner derselbe: Sur le microscope universel etc. l. c. 10. 1914. 22—77. Ferner C. Leib, Neues petrographisches Mikroskop für die Theodolitmethode. Zentralblatt f. Min. usw. 1912. 733—736.

²⁾ C. Leib, Über zwei neue Mikroskope usw. Z. X. 49. 1911. 193—198. Ferner F. E. Wright, Neuere Verbesserungen am petrographischen Mikroskop. Zentralblatt f. Min. usw. 1911. 555—559; 581—588.



Fig. 411.

Modernes kleines
Polarisationmikroskop
von C. Reichert.

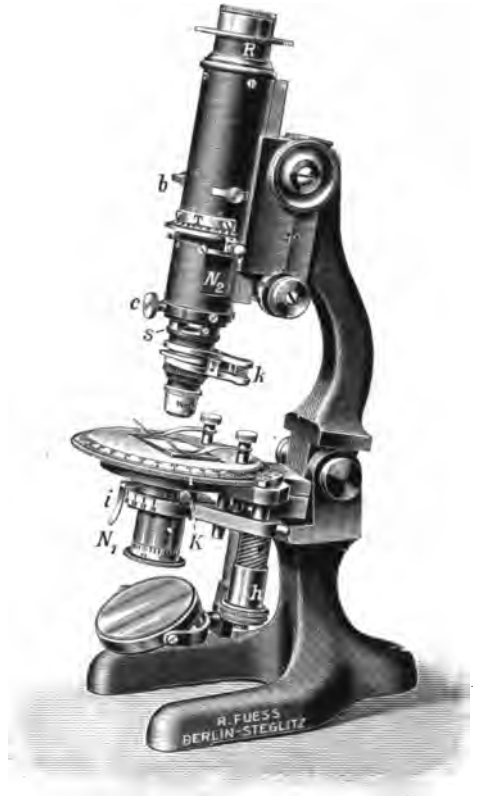


Fig. 412.

Modernes mittleres Polarisationmikroskop von R. Fuess.

107. Erhitzungsmikroskope. Zur Ermittlung der optischen Veränderungen im parallelen und konvergenten Licht, die bei gewissen Temperatursteigerungen eintreten, sind eine große Anzahl von Apparaten konstruiert worden, die diese Beobachtung bald von oben in der üblichen Lage des Mikroskopoptisches, bald von der Seite bei horizontaler Tubuslage, bald von unten mittelst einer Knickung der Mikroskopachse ausführen lassen. Unter den Erhitzungsmikroskopen müssen an erster Stelle die von O. Lehmann¹⁾ schon 1877 eingeführten Kristallisationsmikroskope genannt werden. Diese Instrumente, die in Fig. 413 und 414 in zwei Typen abgebildet sind, wurden zuerst von Voigt und Hochgesang in Göt-

¹⁾ Die Publikationen über Lehmanns Kristallisationsmikroskop gehen zurück bis auf Z. X. 1. 1877. 102—103 und haben eine ausführliche Zusammenfassung in der Schrift „Das Kristallisationsmikroskop und die damit gemachten Entdeckungen usw.“ in Festschrift d. Techn. Hochschule Karlsruhe. Braunschweig 1910. 112 S. mit 48 Abbildungen erfahren.

tingen und werden jetzt von der Firma Dr. Steeg und Reuter in Homburg v. d. H. vertrieben. Bei dem Modell der Figur 413 kann man entweder mit einem Spiegelpolarisator $S'S''$ oder mit einem einklappbaren Polarisationsprisma $TT'C$, beobachten; bei dem andern ist nur die Spiegelpolarisation vorhanden, die übrigens bei passender Fensteröffnung sehr gut polarisiertes Licht liefert. Die Heizung geschieht durch Gasmikro-

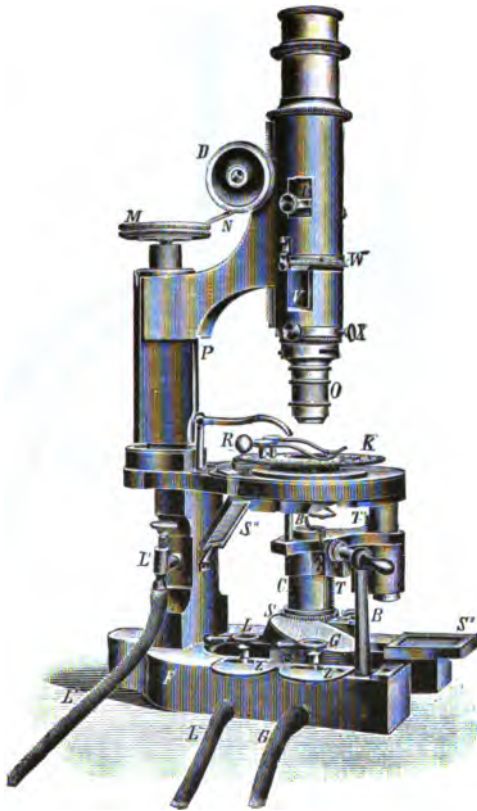


Fig. 413.

O. Lehmannsches Erhitzungsmikroskop mit Spiegel- und mit Kalkspatpolarisator von Dr. Steeg und Reuter.

brenner, deren Gas- und Luftzufuhr G, L, L' sehr fein durch die Hähne bei Z, Z', L' regulierbar ist. Man kann bis zur Glühtemperatur gehen, wobei eine in Fig. 414 zu sehende Kühlvorrichtung das Objektiv schützt. Außer diesen Lehmannschen Modellen gibt es noch eine große Zahl anderer Heizmikroskope, wie denn wohl jede größere Werkstätte, die sich mit dem Bau mineralogischer Mikroskope abgibt, auch solche mit Heizvorrichtung herstellt. Insbesondere sei noch auf ein Modell der Firma Zeiß, Jena, hingewiesen. Unter den Fachleuten, die sich hier anregend

betätigt haben, sind besonders zu nennen: A. Merian¹⁾, C. Klein²⁾, C. Doelter³⁾, A. Day und F. E. Wright⁴⁾, F. Boeke⁵⁾, F. Jentsch⁶⁾, F. Rinne⁷⁾, R. Nacken⁸⁾, F. E. Wright⁹⁾.

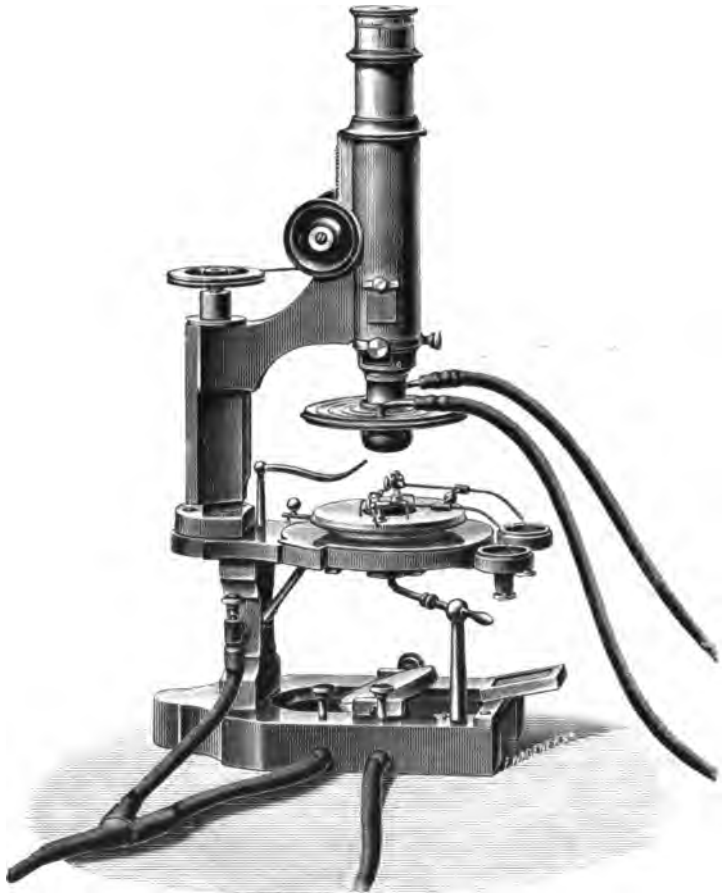


Fig. 414.

O. Lehmannsches Erhitzungsmikroskop mit Spiegelpolarisator und Objektivkühler.

¹⁾ N. J. 1894. I. 193—195.

²⁾ Nachr. K. Wiss. Gött. 1884. 129—136; S. B. A. 1890. 703—708; s. auch R. F u e ß, N. J. B. B. 7. 1891, 406—416.

³⁾ Anzeiger Wien. Akad. 1903. 17. Dez.; S. W. A. 113. 1904, 495—498; Zentralbl. 1909, 567—571.

⁴⁾ Am. Journ. 27. 1909. 42—44; Zentralbl. 1910. 423—425.

⁵⁾ Z. f. Instr. 29. 1909. 72—74.

⁶⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 27. 1910. 259—264.

⁷⁾ Elementare Anleitung zu kristallographisch-optischen Untersuchungen. 1912. S. 58—59.

⁸⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1913. 328—331.

⁹⁾ Journ. Wash. Acad. 1913, 232—236.

E. H. Kraus und L. J. Youngs¹⁾, K. Endell²⁾, P. v. Groth³⁾. Während man sich anfangs mit der Heizung durch kleine Öl- oder Spiritusflammen begnügte, dann zu Gasbrennern und Gebläseflammen überging, zieht man jetzt vielfach die elektrische Heizung vor, mit der man Temperaturen von 1600° und darüber erreichen kann. Die Bestimmung der Temperatur geschieht bis zu 450° mit einem stickstoffgefüllten

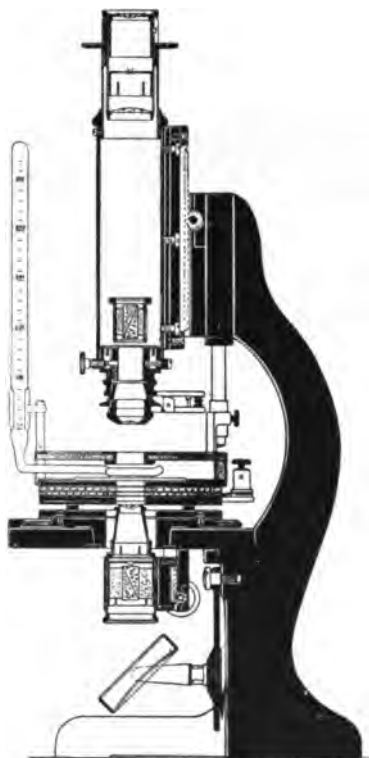


Fig. 415.

Erhitzungsmikroskop nach P. v. Groth von C. Leiß.

Quecksilberthermometer⁴⁾ aus Borosilikatglas, darüber hinaus mit dem Le Chatelierschen Pyrometer⁵⁾. Von zahlreichen Konstruktionen

¹⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1914. 356—359.

²⁾ Z. X. 56. 1921. 191—193.

³⁾ Elemente der phys.-chem. Kristallographie. 1921. 338.

⁴⁾ s. R. F u e ß, N. J. B. B. 7. 1891. 409. Fußnote. s. auch H. F. W i e b e, Z. f. Instr. 10. 1890.

⁵⁾ Mesures des temperature élevées par les couples thermoelectriques. Journ. phys. 6. 1887. 23—30. Weitere Angaben in C. D o e l t e r s Handbuch d. Mineralchemie. Bd. I. 1912. S. 650—653.

mögen einige kurz besprochen und abgebildet werden. In Fig. 416 sieht man ein Doeltersches Heizmikroskop in der Reichertschen Ausführung. Die Heizung geschieht durch Gleichstrom und erfordert bei dem einen Ofen bis zu 3 Amp. und 80 Volt, bei einem andern bis zu 5. Amp. und 12 Volt elektrische Energie. Die Kühlung des Objektivs übernimmt eine Wasserdose. Zur weiteren Sicherheit sind Crown- und Flintglaslinse nicht verkittet. Zu photographischen Aufnahmen dient die große Camera in Fig. 416, die durch ein Ansatzstück



Fig. 416.

Erhitzungsmikroskop mit photographischer Camera nach C. Doelter von C. Reichert.

mit drehbarem Prisma ein- und ausgeschaltet wird, sodaß man bald photographieren bald beobachten kann.

Sehr einfache und praktische elektrische Öfen für mikroskopische Präparate wurden von F. Jentzsch konstruiert und von E. Leitz ausgeführt¹⁾; sie sind in zwei Proben in Fig. 417 und 418 abgebildet. Bei dem ersten wird das Präparat so gleichmäßig erwärmt, daß eine Temperaturverschiedenheit innerhalb des Sehfeldes nicht eintritt. Hier schiebt man den Objektträger durch einen seitlichen Schlitz in das Öfchen und legt auf die obere Öffnung ein Deckgläschen. Der kleine Ofen in

¹⁾ F. Jentzsch, Ein elektrischer Heizapparat für mikroskopische Beobachtungen. Z. f. wiss. Mikrosk. 27. 1910. 259—264.

Fig. 418 trägt seitlich herausragend eine durchlochte Metallplatte, die durch Leitung erwärmt wird. Diese Platte liegt auf dem Mikroskoptisch und erlaubt eine starke Annäherung des Kondensors an das Präparat. Die Objektive werden durch eine kleine Kapsel, die in Fig. 417 zu sehen ist, so gut geschützt, daß auch bei Dauerheizung auf 500° die schwächeren Objektive nicht fühlbar warm werden.

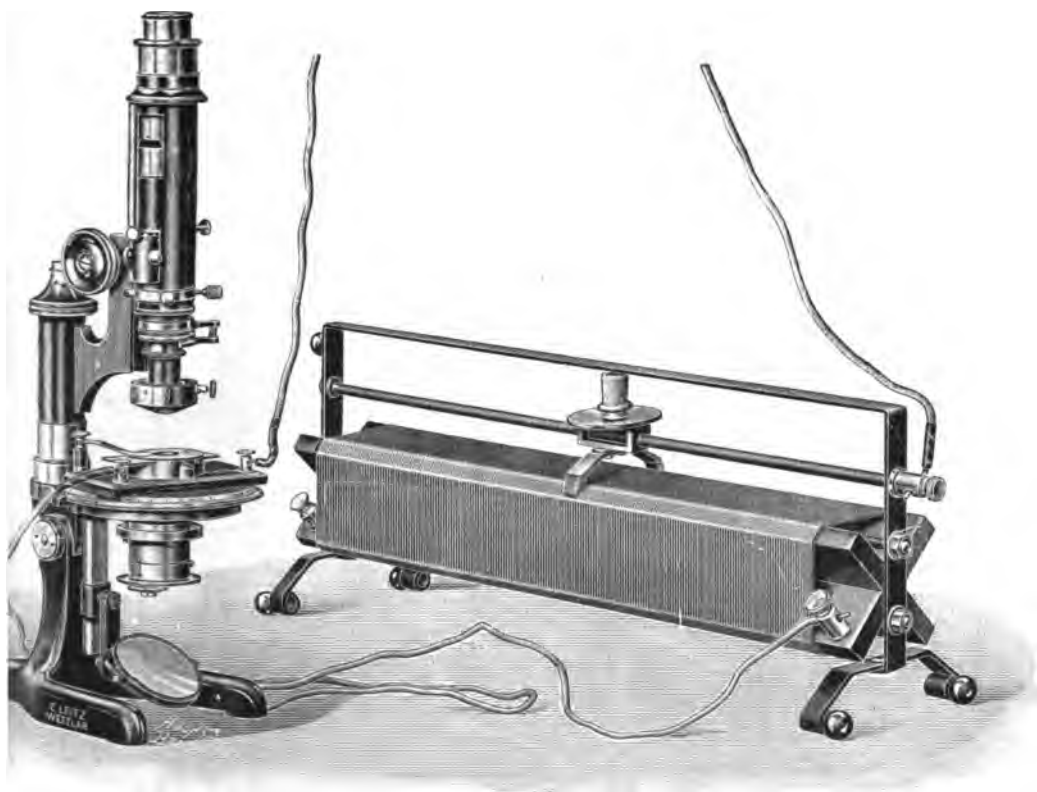


Fig. 417.

Erhitzungsmikroskop nach F. Jentzsch von E. Leitz.

Ein Endellisches Heizmikroskop¹⁾ für hohe Temperaturen mit synchroner Nicoldrehung wird ebenfalls von den Wetzlarer Leitz-Werken angefertigt. Die Abbildung in Fig. 419 ist in allen wesentlichen Teilen wohl so klar und verständlich, daß es keiner längeren Erklärungen bedarf. Das Instrument besteht aus Liliputbogenlampe, Kollimator mit Irisblende.

¹⁾ K. Endell, Über ein neues Erhitzungsmikroskop für hohe Temperaturen mit synchroner Nicoldrehung. Z. X. 56. 1920. 191—193. Derselbe, Zur Erforschung des Sintervorgangs; Vortrag, gehalten in der Ges. Deutscher Metallhütten- und Bergleute. Berlin 1921. Mitteil. der Leitz-Werke Nr. 231.

Kondensator mit Polarisator, elektrischem Ofen und Mikroskop mit synchroner Nicoldrehung. Wegen der Dimensionen des Heizofens sind schwache Objektive mit großem freien Objektivabstand erforderlich, die



Fig. 418.

Erhitzungsvorrichtung nach F. Jentsch von E. Leitz.



Fig. 419.

Erhitzungsmikroskop für hohe Temperaturen nach K. Endell von E. Leitz.

aber mit starken Okularen doch eine 120fache Vergrößerung erreichen lassen. Die Höchsttemperatur kann für längere Erhitzung bis 1200° und wegen der Zerstäubung des Platins der Heizspiralen für kurze Zeit bis 1400° gehen. Eine gleichmäßige Temperatur herrscht in der Mitte des Ofens auf eine Strecke von $1\frac{1}{2}$ cm. Die Temperaturbestimmung geschieht

bis zu 800° mit Kupfer-Konstantan oder Eisen-Konstantan-Thermoelementen, darüber hinaus mit Platin-Rhodiumdrähten. Die Beobachtungen bei den hohen Temperaturen geschehen unter Schutz des Auges durch Rauchgläser.

Ein Grothsches Heizmikroskop für niedere Temperaturen hat neuerdings C. Leiß ausgeführt¹⁾ (Fig. 415). Die Heizvorrichtung besteht aus einer zwischen zwei Metallplatten befindlichen isolierten elektrischen Wicklung und ist unten durch eine Glimmerplatte vom Tisch isoliert. Die Temperatur wird bei diesem Modell durch ein Thermometer gemessen.

Ein Rinnescher elektrischer Erhitzungsapparat für Mikroskope (Fig. 420) wird von R. F u e ß gebaut¹⁾. Die Heizspirale *h* ist von Isolier-

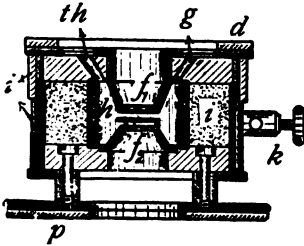


Fig. 420.

Erhitzungsvorrichtung nach F. Rinne
von R. F u e ß.

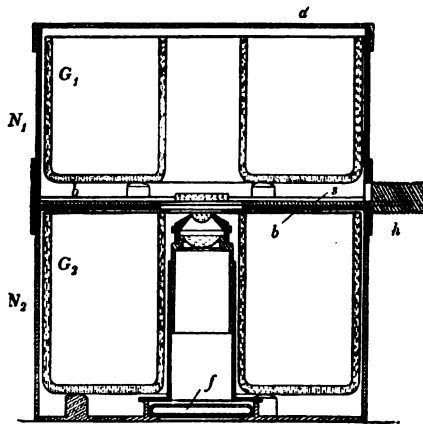


Fig. 421.

Abkühlungsvorrichtung nach H. E. Boeke
von R. F u e ß.

masse *i* umgeben. Die Einsätze mit Quarzglasfenster, um Objektiv und Kondensor dem Präparat stark zu nähern, liegen bei f_1 und f_2 , *th* dient zur Einführung des Thermoelements, *g* zur Einleitung von Gasen. Der Deckel *d* verschließt die ganze Dose. Auf f_2 befindet sich ein kleiner Metalldreifuß zum Auflegen der Objekte. *k* ist die eine Klemme für die Stromzuleitung, die andere ist in der Figur nicht sichtbar.

In der Boekeschen Abkühlungsvorrichtung zur Beobachtung bei niederen Temperaturen (Fig. 421), sind G_1 und G_2 die Gefäße zur Aufnahme der Kältemittel, die von hochglanzpolierten Nickelmänteln N_1 und N_2 , sowie dem Nickeldeckel *d* umgeben werden. *s* ist eine Schiene zur Aufnahme des Präparats. Das Thermoelement wird durch zwei hier nicht sichtbare Ausschnitte bei *h* eingeführt. Unten befindet sich ein evakuiertes Doppelfenster *f*, das einer störenden Eis- und Wasserkondensation vorbeugt.

¹⁾ Katalog der Firma und Literaturnachweis vorne auf S. 407, Fußnote 3.

108. Einige mikroskopische Hilfsapparate wie

- a) Zeichenapparate,
- b) mikrographische Vorrichtungen,
- c) Objektmarkierer,
- d) Mikroskopierlampen,

mögen schon hier beschrieben werden, während andere im Zusammenhang mit ihrer Spezialverwendung später zur Besprechung gelangen.

a) Zeichenapparate zum Nachzeichnen der mikroskopischen Bilder beruhen z. T. auf der Anwendung des Gaußschen Spiegelglases, das bekanntlich aus einer unter 45° gegen die Sehrichtung geneigten planparallelen Glasplatte — bei einfachen Ausführungen aus dem Stück eines Deckgläschens — besteht. Man sieht bei der Anordnung wie in

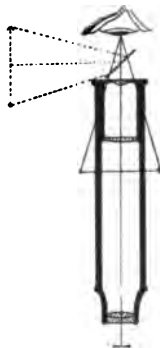


Fig. 422.



Fig. 423.

Fig. 422 durch dieses Glas hindurch ganz ungestört das Bild im Mikroskop und erhält durch Reflexion auch das Bild des passend gelegten Zeichenbrettes und Zeichenstiftes, sodaß man durch optische Täuschung den Eindruck bekommt, als ob das Bild auf dem Zeichenpapier läge. wo es dann leicht zu kopieren ist. Wegen der schwachen Reflexion am durchsichtigen Glase kann bei intensiv beleuchtetem Mikroskopbild das Zeichenblatt kaum zu erkennen sein. In diesem Falle ist die Anordnung wie in Fig. 423 vorzuziehen. Weitere Abstufungen in den Intensitäten der das Glastäfelchen durchsetzenden und an ihm reflektierten Strahlen lassen sich nach Dr. Beale¹⁾ durch Bestreichen der einen Seite des Glases mit einem halbdurchsichtigen Farbstoff, wie z. B. Neutraltinte, herbeiführen. Neben dieser alten, immer noch brauchbaren Vorrichtung sind schon früh kleine Metallspiegelchen (nach S ö m m e r i n g), oder kleine totalreflektierende Prismen (nach W o l l a s t o n oder nach O b e r h ä u s e r), alle kleiner als die Augenpupille, angewandt worden, an denen man teilweise vorbeisehend das Bild im Mikroskop und auf dem Zeichenblatt erblickt. In D i p p e l s „Handbuch“ sind diese älteren Konstruktionen

¹⁾ s. D i p p e l, Handbuch der Mikroskopie. 1882. S. 624.

auf S. 622 ff. genau beschrieben. Sie lassen meistens nur einen halbkreisförmigen Teil der Austrittspupille zur Ausnutzung kommen, während größere Spiegel, die in der Mitte auf 1 bis 2 mm durchbohrt sind, sich dem Strahlengang besser anpassen. Um derartige Spiegel immer blank und die Grenze zwischen Spiegel und Loch ganz scharf zu erhalten, hat *Abbe* sie in Glas eingekittet. Dieses sog. *Abbe'sche* Würfelchen besteht aus zwei rechtwinkligen Prismen (Fig. 425), von denen die Hypotenusenfläche des einen vor dem Verkitten bis auf ein kleines Loch versilbert wurde. — Sehr wichtig ist auch hier die Abtönung der Helligkeit des Mikroskop- und des Zeichenbildes gegeneinander, wie dies von *Winkel*¹⁾ und *Zeiß*²⁾ etwa gleichzeitig durch Einschaltung von Rauchgläsern bewirkt wurde. Zuerst schob man diese Rauchgläser einfach in Form von Platten hintereinander ein, wie das jetzt noch bei der *Seibert'schen* und mancher *Zeiß'schen* Ausführung (Fig. 424, 427) der Fall ist, oder



Fig. 424.

Abbescher Zeichenspiegel von W. und H. Seibert.

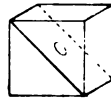


Fig. 425.

man ordnete die Rauchgläser in zwei Serien an, wie dies die Figuren 426, 428—430 zeigen. An dem Modell der Fig. 426 und 427 wird der Klemmring mit Schraube jedem Tubus angepaßt und so weit aufgesteckt, daß das Loch in dem *Abbe'schen* Würfelchen in der Höhe der Austrittspupille des Mikroskops liegt. Die genaue Einstellung geschieht durch Zentrierschrauben. Zur Regulierung der Helligkeit dient erstens eine über das Würfelchen zu stülpende Kappe, die an den Seiten Rauchgläser verschiedener Färbung trägt, und zweitens eine darunter liegende, exzentrisch drehbare Scheibe, in der ebenfalls Rauchgläser angebracht sind. Kappe und Scheibe haben je sechs Öffnungen, von denen fünf mit Rauchgläsern verschiedener Tönung versehen sind, sodaß man die Beleuchtung 36fach verändern kann.

Die Figuren 428 und 429 zeigen den *Abbe'schen* Zeichenapparat in der Ausführung von *Winkel* und von *Reichert*. Die Fig. 430 stellt eine Kombination dieses Zeichenapparates mit einem Lupenstativ dar, das die Objekte bis unter zweimaliger Vergrößerung oder gar in natürlicher Größe nachzuzeichnen gestattet. Zu stärkeren Vergrößerungen

¹⁾ *H. Henking*, Z. f. wiss. Mikrosk. 8. 1891. 295—297.

²⁾ *W. Bernhard*, Z. f. wiss. Mikrosk. 8. 1891, 291—295. *S. Czapski*, Z. f. wiss. Mikrosk. 11. 1894, 289—298.

dient der auf der Seite liegende Tubus mit Objektivrevolver. An diesem ist der Träger in den Schlitz des Armes am oberen Ende der Säule einzuschieben und durch eine Schraube festzuklemmen. Der Zeichenapparat wird mit seiner Klemmhülse über den Tubus gesteckt und durch Anziehen



Fig. 426.

Abbescher Zeichenspiegel von C. Zeiß.



Fig. 427.

Abbescher Zeichenspiegel von C. Zeiß.



Fig. 428.

Abbescher Zeichenspiegel von R. Winkel.



Fig. 429.

Abbescher Zeichenspiegel von C. Reichert.

der Schraube befestigt. Die Einstellung geschieht durch einen Trieb. Der Objektstisch hat eine Öffnung von 50 mm, die sich durch eine Einsatzscheibe auf 25 mm verringern läßt. Ein unter dem Tisch herausdrehbarer Arm kann eine Mattscheibe aufnehmen, um allzu grelles Licht des Spiegels zu dämpfen. Die gegeneinander auswechselbaren Rauchgläser liegen in



Fig. 430.

Abbescher Zeichenspiegel mit Lupenstativ
von R. Winkel.



Fig. 431.

Zeichenprisma von
C. S. Nachet.

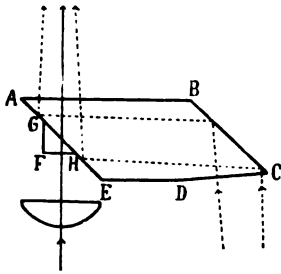


Fig. 432.

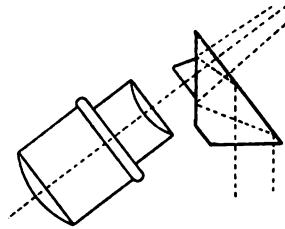


Fig. 433.

Revolverscheiben, wovon eine noch auf dem Arbeitstisch liegend gesondert abgebildet ist.

Zeichenprismen nach einem etwas andern Konstruktionsprinzip wurden wohl zuerst von C. S. Nachet angegeben¹⁾. Fig. 431 zeigt davon

¹⁾ Quaterly Journ. Microsc. Science 8. 1860. 156—158. Dippel nennt im Zusammenhang mit dem Nachetschen Zeichenprisma in seinem Handbuch S. 628 auch den Namen N o b e r t.

eine Ansicht und Fig. 432 einen Querschnitt mit Strahlengang. Auf dem großen prismatischen Glaskörper *A B C D E* sitzt links ein kleines Prisma *F G H*, das den Durchblick zum Mikroskop gestattet, während die von der



Fig. 434.

Zeichenokular nach E. Leitz.

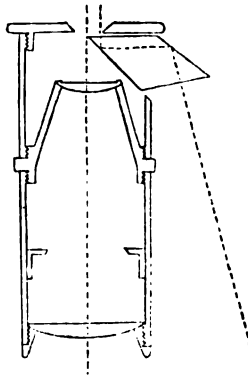


Fig. 435.



Fig. 436.

Zeichenokular nach E. Leitz.

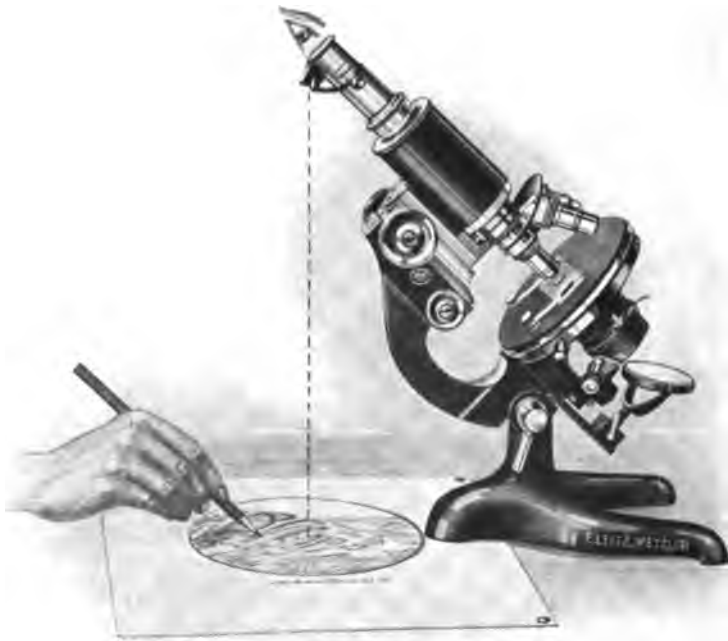


Fig. 437.

Anwendung des Leitzschen Zeichenokulars.

Zeichentafel kommenden Strahlen senkrecht zur Fläche CD — wenigstens im achsialen Teil — eintreten und an den Flächen BC und EA reflektiert werden. Die Neigung der Mikroskopachse gegen die zur Zeichenebene führenden Strahlen ist bei diesem Modell nur gering, während sie bei einem andern von H. Schröder später wiederholten Prisma¹⁾ (Fig. 433) eine Neigung von 45° erreicht.

Ähnliche Ausführungen, bei denen aber die Teilung der Strahlen vom Mikroskop und vom Zeichenblatt her nicht durch ein aufge kittetes kleines Prisma, sondern durch die teilweise Bedeckung der Austrittspupille durch ein scharfkantiges Prisma erfolgt, sieht man bei einem Zeichenokular der Firma Leitz in Fig. 434, für das der Strahlengang in Fig. 435 skizziert ist.

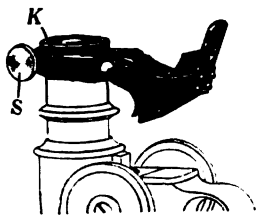


Fig. 438.

Camera lucida z. T. nach L. Dippel
von C. Zeiß.

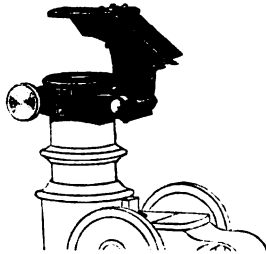


Fig. 439.

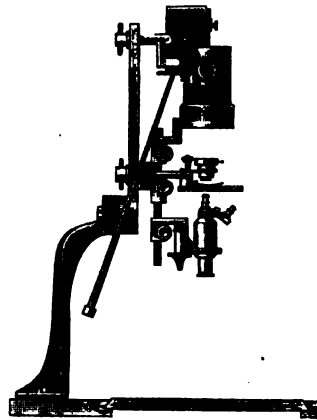


Fig. 440.

Projektions-Zeichenapparat nach Edinger
von W. und H. Seibert.

Eine glückliche Verquickung der N a c h e t s c h e n Idee in Fig. 432 und 433, also der Neigung der Strahlen unter 45° mit dem A b b e s c h e n Würfelchen in Fig. 425 findet man in einem andern L e i t z s c h e n Zeichenokular, das in Fig. 436 in der Ansicht dargestellt ist. Seine bequeme Verwendbarkeit bei schräggeltem Mikroskop geht aus Fig. 437 hervor. — Eine Variante des L e i t z s c h e n Prismas in Fig. 435, das auf einen D i p p e l s c h e n Vorschlag von 1869 zurückgeht²⁾, liegt in der Z e i ß s c h e n Camera lucida in Fig. 438 und 439 vor. Man sieht hier die starke Aussparung des Glaskörpers zur besseren Annäherung an die Austrittspupille des Mikroskops und die günstige Bauart zum schnellen Ein- und Ausschalten.

Zur objektiven Darstellung von Mikroskopbildern im kleinen und damit auch zu ihrer zeichnerischen Reproduktion kann der E d i n g e r -

¹⁾ Journ. R. Microsc. Soc. 3. 1883. 813—815.

²⁾ D i p p e l, Handbuch. 1882. 630.

sche von W. und H. Seibert sowie von andern Werkstätten ausgeführte Apparat in Fig. 440 dienen¹⁾). Dieser kleine Projektionsapparat wirft die Zeichnung nach unten auf eine horizontale Tafel. Durch Umlegen der



Fig. 441.

Zeichenspiegel nach L. Edinger in seiner Anwendung. Von E. Leitz.

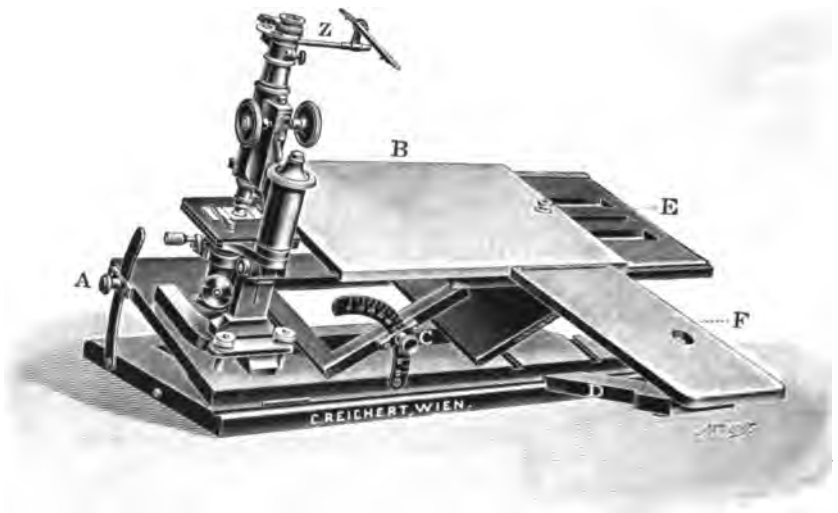


Fig. 442.

Zeichentisch nach W. Bernhard von C. Reichert.

ganzen Apparatur und Projektion auf eine vertikale Wand ist diese Vorrichtung auch zu Demonstrationszwecken zu verwenden. Ein anderes sehr einfaches Verfahren zur objektiven Projektion geht ebenfalls auf L. Edinger zurück und ist in der Leitz schen Ausstattung in Fig. 441

¹⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 24. 1907. 26—34.

zu sehen. Es verlangt als Zubehör zu dem Mikroskop nur einen über dem Okular angebrachten ebenen Spiegel, der bei etwas gehobener Tubusstellung ein scharfes Bild des Objekts auf dem Zeichenblatt entstehen läßt. Allerdings bedarf es hierzu einer recht intensiven Beleuchtung, wie sie indessen schon durch eine kleine Bogenlampe geliefert wird.



Fig. 443.

Einfache photographische Camera
von R. Fuess.



Fig. 444.

Große photographische Camera von R. Winkel
in vertikaler Stellung.

Zum Abschluß dieser Beschreibung von Zeichenvorrichtungen, die übrigens nur eine Auswahl von vielen darstellt, sei noch ein praktisches Zeichenbrett von W. Bernhard erwähnt¹⁾, das C. Reichert anfertigt und das in Fig. 442 die Mannigfaltigkeit der Aufstellung erkennen läßt.

b) Mikrophotographische Vorrichtungen gibt es entsprechend der Ausdehnung der Fach- und Liebhaberphotographie in außerordentlich großer Zahl, ohne daß ihre Konstruktionsideen sich wesentlich voneinander unterscheiden. Originell ist die Lagerung von großen photographischen Apparaten in fester Verbindung mit dem Mikroskop auf einer

¹⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 9. 1892, 439—445 und 11. 1894. 293—301.

gemeinsamen Schiene, die mittelst kräftiger Spiralfedern auf dem weiteren Unterbau lastet. Dadurch wird die Erschütterung des Zimmerbodens paralytisiert, sodaß auch in unruhigen Werkstätten Daueraufnahmen gemacht werden können. Ein während des Drucks erschienener Katalog Nr. 48 G der Wetzlarer Leitzwerke beschreibt und illustriert eine solche große moderne Apparatur.

Eine einfache kleine Camera, wie sie R. F u e ß herstellt¹⁾, zeigt Fig. 443. Dieselbe besteht aus einem 180 mm langen, auf das Tubusende direkt aufzusetzenden und durch Schrauben festzuklemmenden Aluminiumtrichter, der oben die Kasette für Plattengröße 7×7 cm trägt. Auf der Mattscheibe entsteht ein scharfes Bild, wenn man Objektiv und Okular im Tubus läßt und von der gewöhnlichen Einstellung aus eine kleine Aufwärtsbewegung des Tubus vornimmt.

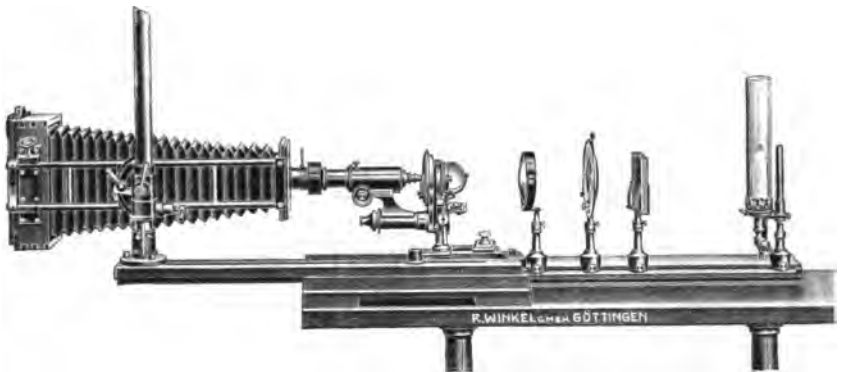


Fig. 445.

Große photographische Camera in horizontaler Stellung von R. Winkel.

Eine große Camera in horizontaler Lage, aus der Reichertschen Werkstatt, ist schon bei dem Dölterschen Erhitzungsmikroskop in Fig. 416 abgebildet. Eine Winkelsche große Einrichtung ist vertikal wie in Fig. 444 oder horizontal wie in Fig. 445 zu gebrauchen. Ihre Camera kann 50 cm lang ausgezogen werden. Grundplatte mit Laufprismen, Auerbrenner, Küvette, Irisblende, Beleuchtungslinse, Mikroskop, Kappe zur lichtdichten Verbindung von Tubus und Camera und diese selbst, sowie viele mechanische Teile zum Umlegen sind in den beiden Gebrauchslagen zu erkennen. — Wegen Einzelheiten auf diesem Gebiet der Mikrophotographie sei auf die Sonderkataloge der Firmen verwiesen.

c) Objektmarkierer zum schnellen Wiederauffinden bestimmter Stellen in einem mikroskopischen Präparat gibt es verschiedene. Zunächst kann jeder Mikroskoptisch, der mit zwei senkrecht aufeinander stehenden Millimeterteilungen versehen ist, den Zweck eines Objektmarkierers er-

¹⁾ C. Leib, N. J. B. B. 10. 1895. 433–439.

füllen, wenn man die Stellung der Ränder des Objektträgers gegen die Teilungen notiert; nur müssen die Millimeterteilungen von dem Mittelpunkt und nicht vom Rande des Tisches aus gerechnet werden, damit sie für alle so ausgestatteten Mikroskope bei noch so verschiedener Tischgröße in gleicher Weise gelten können. Wie dies Prinzip bei beweglichen Kreuztischen zur Anwendung kommt, ist oben bei dem Nachetschen Instrument S. 393 erwähnt. Hier muß der Objektträger immer in ein und dieselbe Lage auf den Kreuztisch gebracht werden, wozu bei allen größeren Mikroskopen passende Anschlagleisten dienen. Solche Leisten sieht man auf den Tischen der Mikroskope in den Figuren 385, 391, 393, 401, 403 und 405. In den Figuren 401 und 405 sind auch Objekt-Führapparate abgebildet, von denen einer in einer Winkelschen Form in Fig. 446 vorliegt. Hier sieht man die beiden Skalen, an denen man die

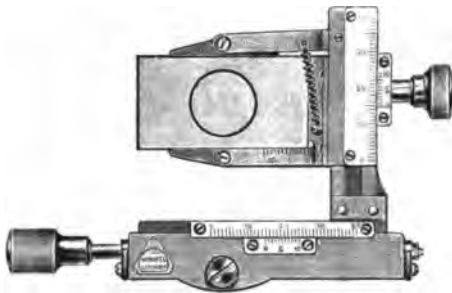


Fig. 446.

Objektführapparat von R. Winkel.

betreffende Position des Schliffs abliest. Immer muß man aber diese Zahlen notieren, was das Verfahren etwas umständlich macht und dann auch nur für eine bestimmte Apparatur gelten läßt.

Viel einfacher ist es, die Markierung auf dem Objektträger selbst vorzunehmen, wie das jedermann bei schwächeren Vergrößerungen mit der Feder zu tun pflegt oder wozu auch der von J. Klönne und G. Müller in Berlin, sowie von W. u. H. Seibert in Wetzlar hergestellte Objektmarkierer dienen kann¹⁾. Nachdem die betreffende Stelle sich im Fadenkreuz befindet, wird das Objektiv gegen diesen in Fig. 447 abgebildeten Apparat ausgetauscht. Derselbe sieht wie ein Objektiv aus, trägt aber an Stelle der Linse einen Metallring, der wie ein Stempel mit Farbstoff überzogen wird und beim Herunterdrücken auf das Deckglas einen Ring aufzeichnet. Bei schlecht laufenden Tuben könnte hierbei das Deckglas leicht zerdrückt werden, weshalb der untere Teil federnd eingesetzt ist oder der Objektträger auf zwei Gummileisten gelegt wird. Dieser Markierer muß mit dem Einstellobjektiv in der Zentrierung

¹⁾ Nach Mitteilungen des Fabrikanten ist dieser Markierer zuerst von P. Francotte in Bull. Soc. Belge de Micr. 11. 1882. 48. beschrieben.

um so genauer übereinstimmen, je kleiner die aufzudrückenden Ringe sind. Manche Modelle lassen Ringe von etwa 1 mm Durchmesser aufdrucken und sind mit Objektiven von 140facher Vergrößerung (Zeiß, Objektiv B und Okular 4) so gut auswechselbar, daß das kleine Ringchen noch gänzlich in dem $1\frac{1}{2}$ mm großen Sehfeld liegt. Hierbei muß man aber Objektiv und Markierer an den Tubus anschrauben oder durch eine gut zentrisch funktionierende Zangenvorrichtung austauschen. Am sichersten für die Zentrierung und auch am schnellsten für das Arbeiten dürfte eine vom Verfasser ausgeführte Anordnung funktionieren¹⁾, bei der man den Konus mit dem Ringstempel dem Objektiv direkt aufsetzt. Bei schwachen (20—70fachen) Vergrößerungen, bei denen man ein Sehfeld von mindestens 4 mm Durchmesser hat und bei denen auch die Ringe 2—3 mm



Fig. 447.

Objektmarkierer
von J. Klönne
und G. Müller.

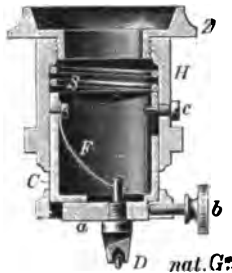


Fig. 448.

Objektmarkierer
von R. Fueß.

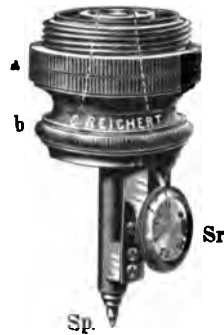


Fig. 449.

Objektmarkierer
von C. Reichert.



Fig. 450.

Objektmarkierer
nach Fülleborn
von R. Winkel.

groß sein dürfen, kann man durch dieses Loch genügend sehen. Bringt man diese Öffnung nahe an die Linse — etwa in $\frac{1}{3}$ des freien Objekt- abstandes — so verliert man nichts an Gesichtsfeld, wenn auch für die randlichen Partien des Bildes etwas an Helligkeit. Bei stärkeren Vergrößerungen, bei denen der Markiererring sich den kleineren Sehfeldern anzupassen hat, läßt man den Ringstempel von zwei schmalen Armen tragen, sodaß die Objektivlinse möglichst wenig verdeckt wird. Auch hier kann man die ganze Vorrichtung federnd an dem Objektiv befestigen. oder man verfertigt den unteren Teil aus Kautschuk, wie bei den bekannten Firmenstempeln. Die Befeuchtung geschieht mit einem öllunlöslichen oder wasserunlöslichen Farbstoff, der aber zweckmäßig nicht auf einem Stempelkissen ausgebreitet wird, da er ja auf Glas trocknen muß und auf einem Kissen bald hart würde. Schließt man das Farbfläschchen mit einem Kautschukstopfen, so kann man bequem auf dessen Innenseite die Befeuchtung vornehmen. Unauslöschar und viel genauer sind die Kreise, die man mit einer Diamantspitze mit dem Objektmarkierer (Fig. 448) von

¹⁾ Diese Physiographie. 4. Aufl. 1904. 188.

R. F u e ß ¹⁾ zieht. *Z* ist ein zu den Objektivklammern passender Teller (s. Fig. 389, S. 389), dem unten ein Zylinder *H* aufgeschraubt ist, worin ein anderer Zylinder *C* sich federnd auf und ab bewegt und durch die Schraube *c* am Herausfallen verhindert wird. Die Diamantspitze *D* kann durch die Feder *F* und die Schraube *b* in variable Entfernung von der Achse des Mikroskops gebracht werden, wodurch der Radius der zu ziehenden Kreise geändert wird. Nach Einstellung des zu markierenden Punktes und Auswechslung des Objektivs gegen diese Vorrichtung wird der Kreis mit dem Diamant entweder durch Drehung des Tellers *Z* in der Gabel oder besser durch Drehung des Mikroskoptisches erhalten. — Bei zwei andern Objektmarkierern mit Diamantspitze von Reichert (Fig. 449) und von Fülleborn-Winkel (Fig. 450) ²⁾ kann man die Kreise auch ohne drehbaren Tisch genau ausführen, weil sich hier der untere Teil mittelst gerändelter (an dem Reichertschen Modell mit *b* bezeichneter) Scheibe drehen läßt. Die Durchmesser der gravierten Kreise sind an passenden Stellvorrichtungen abzulesen. Bei dem Reichertschen Modell geben die auf dem Rädchen aufgedruckten Zahlen Millimeter, bei dem Winkelschen Viertelmillimeter an.

d) Mikroskopierlampen. Die Beobachtung bei nicht polarisiertem Licht läßt die Anwendung künstlicher Beleuchtung vielfach bevorzugen, weil man dann von der Bewölkung und von der Tageszeit unabhängig ist. Nicht so einfach liegen die Verhältnisse beim Arbeiten mit dem Polarisationsmikroskop, weil hier die Interferenzfarben eine so große Rolle spielen und ganz erheblich von der Beschaffenheit der Lichtquelle abhängen. Man kennt eine Reihe von Lampen, wie Auerlicht, Glühlampen, Nernstlampen und Bogenlicht, die dem Tageslicht mehr oder weniger nahe kommen, immer aber eine gewisse Dämpfung der roten Strahlen wünschenswert machen. Das in den achtziger Jahren zum Mikroskopieren eingeführte Auerlicht wird zuweilen in der in Fig. 451 abgebildeten Anordnung benutzt, wo der Glühstrumpf etwa im Brennpunkt eines parabolischen Spiegels liegt. Die von diesem Spiegel parallel ausgehenden Strahlen beleuchten eine Glasscheibe *M*, die ein sehr feines Korn besitzt und als eigentliche Ausgangsfläche des Lichtes dient. Der Schirm *B* schützt das Auge des Beobachters vor direkter Bestrahlung. Diese von A. Meyer ³⁾ angegebene Vorrichtung wird von W. und H. Seibert hergestellt.

Ein Kochs-Wolzscherscher ⁴⁾ gebogener Glasstab, der das Licht durch Totalreflexion an seiner Innenwandung von der Lampe bis unter den Kondensor leitet ist nicht sehr verbreitet, ebensowenig das innen polierte Nickelrohr von C. Förster ⁵⁾, das dieses Glasrohr ersetzen soll.

¹⁾ Le i ß, Die optischen Instrumente usw. Leipzig 1899, 248.

²⁾ s. Z. f. wiss. Mikrosk. 33. 1916. 139, in einem Aufsatz von S. B e c h e r über Finder für mikroskopische Präparate.

³⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 18. 1901. 144—146.

⁴⁾ Archiv f. mikrosk. Anatomie. 32. 1887. 683—686.

⁵⁾ Zentralbl. f. Bakteriologie. 45. 1907. 574.

Neuerdings werden, besonders bei Tischlampen, die oft hin- und hergetragen werden, die Auerbrenner mit kleinen Hängeglühkörpern für dauerhafter als die langen Strümpfe gehalten. Die hierbei gebrauchten Gasglühlicht-Invertlampen, die auch ohne Glühkörper bei den Köhler-

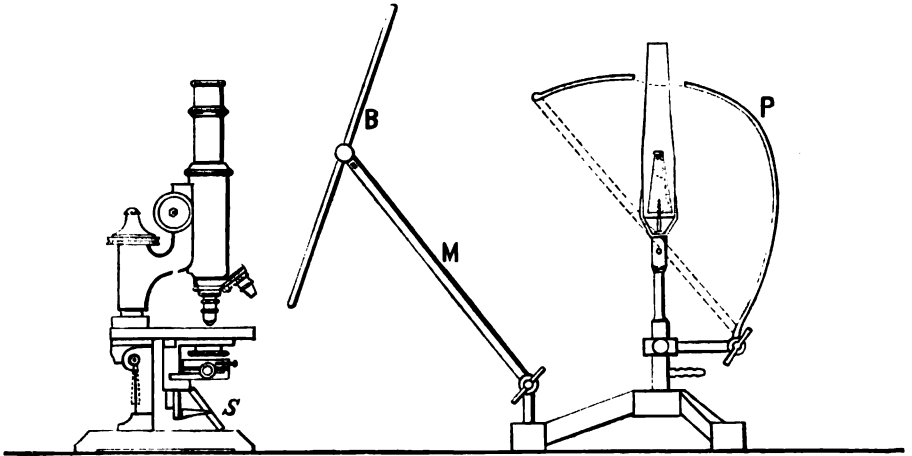


Fig. 451.

Beleuchtungsrichtung nach A. Meyer von W. und H. Seibert.

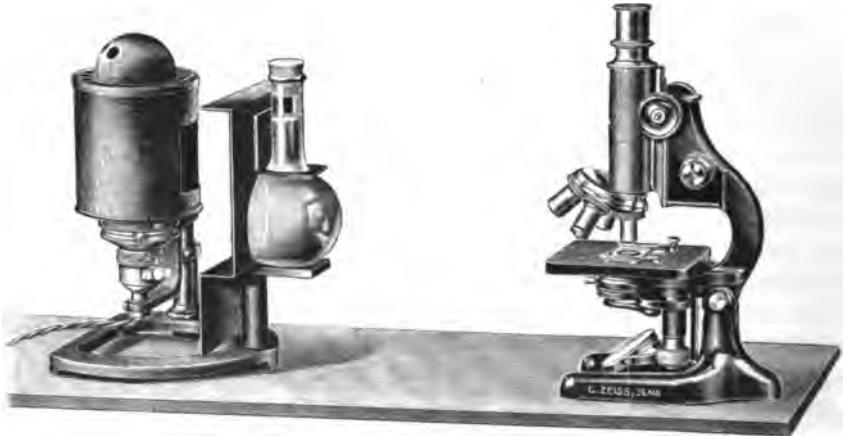


Fig. 452.

Fig. 453.

Beleuchtungsrichtung von C. Zeiß.

schen Natriumlampen (s. Fig. 183, S. 243) Verwendung finden, können durch elektrische Lampen ersetzt werden, wie dies in Fig. 452/453 zu sehen ist. Zur Herstellung eines möglichst weißen Lichtes wird ein Rundkolben an Stelle der sog. Schusterkugel mit einer alkalischen Kupfervitriollösung eingeschaltet. Man nimmt auf 1 Liter Wasser $\frac{1}{5}$ g Kupfer-

vitriol ($\text{CuSO}_4 + 5\text{H}_2\text{O}$) und macht mit Ammoniak reichlich alkalisch. Das Glühlicht ohne diese Schusterkugel mit Kupferlösung läßt die grauweißen Interferenzfarben der ersten Ordnung etwas graulich oder bläulich erscheinen, während die Farben nach Einschaltung der Kugel natürlicher aussehen. Die Lampe wird so nahe an das Mikroskop herangerückt, daß ein scharfes Bild der Lichtquelle in der Gegend des Spiegels entsteht.

Viel bequemer, weil dauerhafter als diese Gaslampen, sind kleine und große elektrische Glühlampen, die seit der ersten Verwendung durch Henri van Heurck ¹⁾ im Jahr 1882 in Form kleiner Swanglühbirnen mit der ganzen Glühlampenindustrie fortschreitend viele Verbesserungen erfahren haben. Unter den zahlreichen Modellen ist eine von T. Tammes ²⁾ konstruierte und von P. J. Kipp und Zonen, Delft, ausgeführte Mikroskopierlampe zu empfehlen. Sie besteht aus einem 10 cm hohen gußeisernen Gehäuse, das eine fünf- oder zehnerkerzige Glühlampe mit Matt-



Fig. 454.

Fig. 455.

Mikroskopierlampe nach T. Tammes von P. J. Kipp und Zonen.

glas einschließt, die unmittelbar an eine Starkstromleitung auch bei 220 Volt Spannung angeschlossen werden kann. Die hintere Seite (in Fig. 454 vorne) wird durch eine Blechwand geschlossen, die vordere (in Fig. 455 vorne) wird dem Mikroskop zugewandt. Sie trägt passende Nuten zur Aufnahme verschiedener Gläser, die teils matt geschliffen, teils mehr oder weniger blau gefärbt sind und die bei gehöriger Auswahl eine dem Tageslicht nahekommende Beleuchtung ergeben. Sehr gut eignen sich zu Mikroskopierlampen auch die 16-kerzigen kugelförmigen „Sirius“-Mattlampen mit Normalgewinde, die man zum Schutze der Augen mit einem passenden Mantel umgibt und durch eine blaue Glasscheibe hindurchscheinen läßt.

F. Levy ³⁾ hat eine Spezial-Osramlampe mit stehendem Wellenfaden von 100 HK Lichtstärke, deren Birne vorne mattiert und hinten verspiegelt ist, so in einem Gehäuse untergebracht, daß ein großer Teil des Lichtes auf den Mikroskopspiegel fällt. Auch hier wird das etwas

¹⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 1. 1884. 419—422.

²⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 18. 1901. 280—285.

³⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 31. 1914, 99—102. Die Lampen werden durch die Vereinigten Fabriken für Laboratoriumsbedarf, Berlin, Wiesenstr. 52 hergestellt.

gelbliche Licht durch eingelegte Blauscheiben dem Tageslicht ähnlicher gemacht.

Zu mikrographischen Arbeiten eignen sich die Nernstlampen besonders gut. Leider sind die Nernstfäden sehr empfindliche Gegenstände, die noch dazu wegen der Platinzufuhrdrähte sehr teuer geworden sind und jetzt auch nicht mehr angefertigt werden. Vielleicht bietet die während des Krieges in den Edison-Swan-Werken in Amerika gebaute Bogenglühlampe „Pointalit“ hierfür einen Ersatz. Nach der kurzen Beschreibung in dem von R. Schmechlik verfaßten 31. Bändchen der Photographischen Bibliothek (Berlin 1922, S. 62) bildet eine Wolframkugel den Lichtkrater, der bis zu 1000 H. K. ausstrahlt¹⁾.



Fig. 456.

Kleine Bogenlampe von E. Leitz.



Fig. 457.

Große Beleuchtungslinse auf Stativ von E. Leitz.

Schließlich werden auch die elektrischen Bogenlampen zur Beleuchtung des Mikroskops in mannigfacher aber immer kleiner Form verwendet. Unter den zahlreichen Modellen sei hier noch einmal (s. o. S. 419) die sog. Liliputbogenlampe für 5 Amp. Stromstärke mit Uhrwerksregulierung auf Stativ (Fig. 456) hervorgehoben, wie sie E. Leitz in den Handel bringt.

Im Anschluß an die verschiedenen Mikroskopierlampen sei auch noch eine große Beleuchtungslinse von 10 cm Öffnung und 15 cm Brennweite, wie man sie öfters beim Mikroskopieren gebraucht, in der Leitzschen Ausführung in Fig. 457 abgebildet. Ähnliche Linsen mit Irisblende verbunden, werden von R. Winkel angefertigt.

¹⁾ Einzelheiten sollen in der Zeitschrift „Licht und Lampe“, Berlin, Nr. 5 von 1916 zu finden sein.

109. Herrichtung des Mikroskops zum Gebrauch. Die Darlegungen in den Paragraphen 98 bis 108 haben gezeigt, daß das zu petrographischen Zwecken dienende Mikroskop mit seinen Beleuchtungsrichtungen, seinem drehbaren Tisch, seinen komplizierten Tuben und polarisierenden Prismen ein Instrument ist, das sich von den gewöhnlichen Mikroskopen stark unterscheidet. Unser Mikroskop ist, man möchte fast sagen, nur beiläufig ein Vergrößerungsapparat, im übrigen aber ein Meßinstrument, mit dem man Längen und Winkel nicht nur in der Ebene des Tisches, sondern auch in vielen andern Richtungen des Raumes bestimmen will. Wenn also in dem früher weit verbreiteten Freyschen Buch „Das Mikroskop und die mikrosk. Technik“ 7. Aufl. 1881, S. 50 zu lesen war, daß der mechanische Apparat eines Mikroskops Nebensache und von untergeordneter Bedeutung sei, und der optische Teil erst den wahren Wert des Instruments begründe, so könnte man von unserem Instrument eher das umgekehrte behaupten, da die Forderungen, die an die rein optischen Teile gestellt werden, heutzutage wohl von jedem Fabrikanten leicht zu erfüllen sind, die mechanischen Teile aber nur von wenigen in guter Ausführung hergestellt werden. Hierauf ist ja auch schon S. 395 hingewiesen worden.

Die Instrumente pflegen zwar von den Werkstätten in gebrauchsfähigem Zustand abgeliefert zu werden, doch sollte man nicht nur das richtige Funktionieren der einzelnen Teile beurteilen können, sondern auch in der Lage sein, eine Justierung, die bei dem verwickelten Mechanismus nur zu leicht eine Störung erfährt, eigenhändig vorzunehmen. Man sollte sogar bei solchen Kontrollarbeiten das ganze Instrument in allen seinen Teilen, mit Ausnahme der Linsensätze der feineren Objektive, auseinandernehmen und wieder zusammenfügen können, damit man das richtige Vertrauen zu dem Instrument und zu seinen Leistungen gewinnt. Es wird hier im bewußten Gegensatz zu der Auffassung der Mikroskopfirmen ein ziemlich extremer Standpunkt vertreten; gewöhnlich pflegt man ja vor jedem Eingriff durch sog. Laienhände zu warnen. Diese Warnungen mögen vielfach am Platze sein, sollten aber dem Fabrikanten den Gedanken nahe legen, seine Instrumente so zweckmäßig und gediegen auszuführen, daß Eingriffe selbst bei geringer technischer Geschicklichkeit ohne Schaden erfolgen können. Die zum Auseinandernehmen und Zusammensetzen etwa erforderlichen Werkzeuge wären dem Instrument beizufügen oder müßten leicht zu beschaffen sein.

Das Stativ soll bei den großen Modellen einen möglichst schweren Fuß haben, sodaß auch bei horizontaler Lage des Tubus das Instrument noch einen sicheren Stand hat, selbst wenn die schwereren Schraubmikrometer-Okulare oder die Kompensatoren (s. dieses Kapitel § 143) mit oberem Analysator, aufgesetzt werden — eine Forderung, die allerdings etwas weit geht, und die man häufig erst durch Belastung des Fußes erfüllt. Die Drehung des Tisches muß vollkommen gleichförmig erfolgen, und eine seitliche Verschiebung darf selbst bei stärkster Ver-

größerung nicht stören, d. h. ein auf das Fadenkreuz zentriertes Objekt muß während einer ganzen Umdrehung bis auf wenige Mikra im Fadenkreuz bleiben. Auch nach Einschaltung der Schraube für die Feinbewegung (*a*, *h* Fig. 385, S. 387) darf keine erhebliche Verschiebung des Tisches stattfinden oder selbst bei länger gebrauchten Mikroskopen nur einige Mikra betragen. Die Zentrierung der Mikroskopachse auf die Tischachse ist auch bei sorgfältigster Arbeit der Zangenvorrichtungen für alle Linsenkombinationen nicht zu erreichen, indessen sollten die optischen Achsen der verschiedenen Objektive und Okulare wenigstens so weit zusammenfallen, daß der durch eine schwache Kombination eingestellte Punkt in den mittleren Teil des Gesichtsfeldes der nächst stärkeren Kombination fällt. Von den weiteren Herrichtungen oder den erforderlichen Kontrollversuchen mögen hier nur noch die auf einige Achsen sich beziehenden erörtert werden, deren Parallelismus oder deren Zusammenfallen in ein und dieselbe Richtung zwar oft stillschweigend vorausgesetzt, indessen kaum je nachgeprüft wird. Die Justierungen zu den staurososkopischen und zu den Fedorowschen zweikreisigen Messungen werden in den einschlägigen Paragraphen 120 und 131 zur Sprache kommen.

Wenn man sich die Frage vorlegt, was unter der optischen Achse eines Polarisationsmikroskops verstanden werden soll, wird man einer gewisser Unsicherheit in der Auffassung unseres Mikroskops — nicht als Vergrößerungsapparat, wohl aber als Meßinstrument — begegnen. Geht man von der naheliegenden Definition der optischen Achse eines Mikroskops als der Geraden durch Fadenkreuzschnittpunkt des Okulars und zugehörigem Objektpunkt aus, so wird man bald erkennen, daß diese Gerade an unsern Instrumenten keine feste Lage hat, da die Objektive durch die Zentriervorrichtung am unteren Tubusende eine fortwährende Verschiebung erfahren, und daß also auch der zum Fadenkreuzschnittpunkt konjugierte Objektpunkt ein entsprechend schwankendes Gebilde vorstellt. Jede Kombination eines Okulars mit einem Objektiv in irgend einer Stellung hat ihre optische Mikroskopachse, wovon aber die optische Mikroskopachse des Instruments zu unterscheiden ist. Diese letztere möge nun als diejenige Gerade definiert werden, die den Fadenkreuzschnittpunkt des Okulars mit dem Ruhepunkt der Tischoberfläche, also mit jenem Punkt verbindet, der von der Achse des drehbaren Tisches durchstoßen wird. Bei Einstellung des Objektivs auf diesen Ruhepunkt fällt die optische Mikroskopachse des Vergrößerungsapparats mit der optischen Mikroskopachse des Instruments zusammen. In diesem Fall sind also Fadenkreuzpunkt und Ruhepunkt des Tisches in bezug auf Objektiv und Okular konjugiert. Bei anderer, unzentrierter Einstellung des Objektivs weichen die beiden Mikroskopachsen voneinander ab, und die optische Achse des Vergrößerungsapparates hat am Instrument überhaupt keine eindeutige Lage. Die Gerade durch Tischzentrum und Fadenkreuzschnittpunkt möge also die Mikroskopachse heißen und mit *M* (oder auch mit *Mi* zum

Unterschied von einer *M*-Achse des *Fedorow*schens Tisches) bezeichnet werden.

Von andern Achsen des Instruments sind nun noch drei weitere optische Achsen und vier mechanische Achsen, im ganzen also acht Achsen zu unterscheiden, um nur die wesentlichsten aufzuführen. Die zweite optische Achse ist die Konoskopachse mit der Bezeichnung *K*. Sie ist die Achse des durch die Amicilinse aus dem Mikroskop entstehenden Amicifernrohrs (s. § 162), die als Fernrohrachse keine Gerade, sondern eine Richtung vorstellt. Die dritte Achse hängt mit der *Fedorow*schens Autokollimation (s. § 116) zusammen und werde mit *F* bezeichnet. Dazu gesellt sich nun noch im Unterteil des Instruments als vierte optische Achse die des Beleuchtungsapparats oder die *B*-Achse. Man kann sie definieren als die Gerade, die durch das Zentrum der eng zusammengezogenen Kondensor-Irisblende und seinen durch den Kondensor entworfenen Bildpunkt geht.

Eine erste wichtige mechanische Achse des Instruments ist die mit *Ti* bezeichnete Tischachse, um die sich der Tisch dreht und die durch den ruhenden Punkt der Tischoberfläche geht. Zwei andere mechanische Achsen sind die Zahnstangenachse *Zt* des Tubus und die Achse *Zb* des Beleuchtungsapparats. An der einen entlang wird der Tubus des Mikroskops durch Zahnstange und Trieb gehoben und gesenkt, parallel der andern geschieht die Bewegung des Kondensors mit Polarisator. Als vierte mechanische Achse ist die Seelenachse des Tubus zu nennen. Da der Tubus sich zuweilen, wie bei den Mikroskopen in Fig. 388 und 404, aus drei Rohren zusammensetzt, die man als Objektivrohr, Amicirohr und Okularrohr unterscheiden kann, würde man streng genommen drei Seelenachsen zu unterscheiden haben. Indessen sorgt meistens schon die Herstellung auf der Drehbank für das Zusammenfallen dieser drei Achsen.

Zur Übersicht seien diese acht Achsen noch einmal aufgeführt.

Die vier optischen Achsen sind:

1. *M*-Achse oder Mikroskopachse: Gerade, die durch den Fadenkreuzschnittpunkt des Okulars und den Ruhepunkt des Tisches geht¹⁾).
2. *K*-Achse oder Konoskopachse: Achse des Amicifernrohrs.
3. *F*-Achse oder *Fedorow*sche Achse: Gerade, die durch die *Fedorow*sche Autokollimation bestimmt wird.
4. *B*-Achse oder Beleuchtungsachse: Optische Achse des Beleuchtungssystems.

Die vier mechanischen Achsen sind:

5. *Ti*-Achse oder Tischachse: Achse, um die sich der Tisch dreht.
6. *Zt*-Achse oder Zahnstangenachse des Tubus.
7. *Zb*-Achse oder Zahnstangenachse der Beleuchtungsvorrichtung.
8. *Tu*-Achse oder Tubusachse: Seelenachse des Tubus.

¹⁾ Vorausgesetzt wird hierbei ein *Ramsden*sches Okular oder eine gute Zentrierung der Kollektivlinse eines *Huygen*schen Okulars.

Man beginnt die Justierung des Instruments zweckmäßig mit der Einstellung des Fadenschnittpunktes auf die Seelenachse des Tubus und bringt der Reihe nach alle Fadenkreuzokulare in den Tubus, stellt mit einem Objektiv mittlerer Stärke ein punktförmiges Objekt ein und dreht die Okulare im Tubus. Sollte der Punkt p_t in Fig. 458 hierbei nicht in Ruhe bleiben, so muß eine Korrektur am Fadenkreuz vorgenommen werden. Man wiederholt diese Operation bei zusammengeschobenem Tubus und bei ausgezogenem Amicrohr und Okularrohr. Die kleine Bewegung, die hierbei zur Scharfeinstellung durch Betätigung der Feinstellschraube erforderlich ist, kann gleichzeitig darüber Aufschluß geben, ob auch die Schlittenführung der Feinbewegung richtig funktioniert.

Nunmehr prüft man die Führung des ganzen Tubus entlang seiner Zahnstange. Man wandelt dazu das Mikroskop in sein Amicrohr um und zwar mittelst eines Objektivs 0 und eines entsprechend hoch in den Tubus geklemmten Okulars 4, richtet dieses Fernrohr auf eine in bekannter Entfernung aufgestellte Millimeterskala und läßt den Tubus an seiner Führung entlang gleiten. In $3\frac{1}{2}$ m Entfernung entspricht jeder Millimeter einem Winkel von rund einer Bogenminute ($58,9''$). Bei vielen alten und neuen Mikroskopen kann man geradlinige Führung bis auf $0^03'$ nachweisen, bei anderen alten und z. T. auch neuen Instrumenten findet man erheblich größere Abweichungen. Wenn die Zahnstangenlagerung des Tubus gut funktioniert und dasselbe von der Tischachsenlagerung gilt, läßt sich nun auch eine etwaige Abweichung dieser beiden Achsen Tu und Ti prüfen. Man stellt zunächst das Mikroskop auf den ruhenden Punkt des Tisches ein, d. h. man bringt in bekannter Weise mittelst der Zentrierschrauben des Objektivs das Bild des ruhenden Punktes p'_t der Tischebene (s. Fig. 458) in den Schnittpunkt p_t des Okularfadenkreuzes. Damit ist aber noch gar nichts gesagt über die Lage der Zahnstangenachse zur Tischachse, wie auch die Mikroskopachse M keineswegs mit der Tischachse Ti zusammenzufallen braucht, worauf nachher näher eingegangen werden soll. Nun wiederholt man diese Einstellung für einen in erheblicher Höhe ($h = 30$ bis 50 mm) über dem Mikroskoptisch liegenden Punkt der Tischachse, den man als solchen durch seine ruhende Lage bei Drehung des Tisches erkennt. Man wird meistens finden, daß nicht sein Bild sondern das eines Punktes p'_h in den Fadenkreuzschnittpunkt p_h fällt, daß also die Hinaufbewegung der Achse M entlang der Achse Zt nicht parallel der Achse Ti erfolgte (siehe Fig. 458). Die lineare Abweichung x in der frontalen Ebene und y in der sagittalen Ebene läßt sich am bequemsten an einem Möllerschen Mikrometer (2 mm in 0,1 mm quadriert) feststellen. Die entsprechenden Winkelabweichungen erhält man mit Hilfe der Erhöhung h des Objektes. Sie seien in der frontalen Ebene α und in der sagittalen Ebene β , dann ist nach Fig. 458 und 459

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{x}{h} ; \quad \operatorname{tg} \beta = \frac{y}{h} .$$

Die maximale Abweichung ϱ in einem Azimut mittlerer Lage ist daher

$$\operatorname{tg} \varrho = \frac{r}{h} = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{h}$$

Die mechanische Ausführung der Korrektur, und also die Herrichtung der Parallelität von Zt -Achse und Ti -Achse, erfolgt am Tubusarm oder am Tischträger und mag unter Umständen in der Werkstatt geschehen.

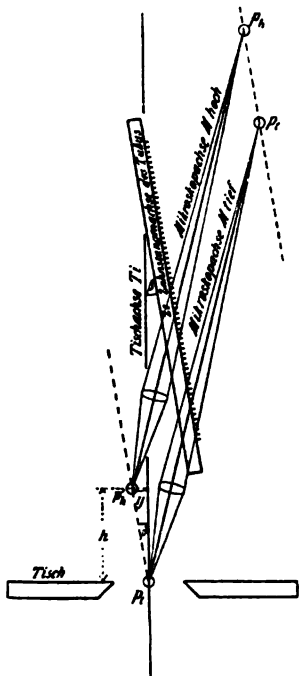


Fig. 458.

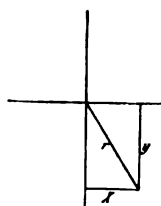


Fig. 459.

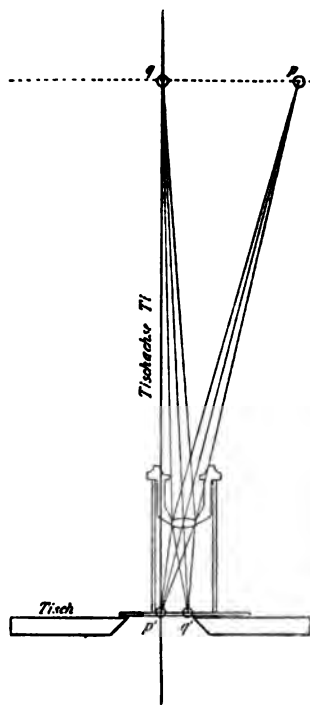


Fig. 460.

Nachdem auf diese Weise Zahnstangenachse Zt und Tischachse Ti bis auf wenige Bogenminuten parallel eingestellt worden sind, bringt man die Mikroskopachse M in die Verlängerung der Tischachse Ti . Dies geschieht in zwei Etappen. Zuerst legt man den Schnittpunkt der Okularfäden in die nach oben verlängert gedachte Ti -Achse und zwar unabhängig vom Objektiv. Und zweitens stellt man die M -Achse auch unten auf die Ti -Achse ein, indem man jetzt erst ein Objektiv einsetzt und auf den Ruhepunkt p' des Tisches zentriert (Fig. 460). In der ersten Etappe kann man sich des Prinzips bedienen, das N a c h e t bei seinen Mikroskopen verwandte, als er die Objektive mit dem rotierenden Tisch fest verband und das Okular davon unabhängig an einem besonderen

Arm befestigte. Man bringt also zunächst ein punktförmiges Objekt in den ruhenden Punkt p' des Tisches und stellt darüber einen kleinen Tubus, der oben ein Objektiv in der gehörigen Gegenstandsweite trägt. Schwache Objektive zwischen 13 mm und 40 mm Äquivalentbrennweite sind hierzu gut geeignet. Das Objektiv ist also jetzt nicht mehr am Mikroskoptubus befestigt, sondern mit dem Tisch zu einem starren System verbunden. Der Bildpunkt p von p' oben in der Okularebene wird bei Drehung des Tisches nur dann in Ruhe bleiben, wenn er in jenen Punkt fällt, wo die gehörig verlängerte Tischachse die Fadendkreuzebene des Okulars durchsticht. Man verschiebt also den kleinen Tubus mit dem Objektiv über dem Objektpunkt auf dem Tisch hin und her, bis dieses Bild sich nicht mehr bewegt, und stellt darauf seine Abweichung vom Schnittpunkt des Okularfadenkreuzes in frontaler und sagittaler Richtung fest. Notwendig ist übrigens die Einstellung eines Objektes in den Ruhepunkt des Tisches durchaus nicht, wenn auch wohl zunächst am besten verständlich. Es gibt immer einen exzentrisch liegenden Punkt auf der Tischebene, der wie der Punkt q' in Figur 460 eine bei Drehung des Tisches in Ruhe bleibende Abbildung in q erfährt. und diese Abbildung liegt notwendig in der verlängerten Tischachse.

Die etwa erforderliche Korrektur am Okularfadenkreuz darf nun nicht an dem Fadenkreuz selbst erfolgen, denn dadurch würde ja dessen Lage in der Seelenachse des Tubus gestört werden. Auch darf diese Korrektur nicht mit jenen Schrauben geschehen, die die Lage der Zahnstangenachse Zt bestimmen, vielmehr muß sie jenseits der Zahnstange, also an der Befestigung zwischen Tubus und Zahnstange, und unter Umständen in der Werkstatt erfolgen. Diese ganze Justierarbeit der Tischachse auf das Okularfadenkreuz ist übrigens viel einfacher als sie nach dieser Beschreibung erscheint; sie wurde ja auch längst bei den Nachetschen Mikroskopen befriedigend durchgeführt. Zentriert man nun noch in der zweiten Etappe die in gewohnter Weise an dem unteren Tubusende angebrachten Objektive auf den ruhenden Punkt des Tisches, so fällt nunmehr die Mikroskopachse M mit der verlängerten Tischachse Ti in eine Flucht, und die Zt -Achse läuft beiden Achsen parallel.

Als nächste wichtige Achse des Instruments kommt die Konoskopachse K in Betracht. Zu ihrer Parallelstellung mit der Tischachse verwendet man am bequemsten eine annähernd senkrecht zur optischen Achse geschliffene Kalkspatplatte von 2—5 mm Dicke, die man auf einen Objektträger montiert und durch Deckglas schützt. Man zentriert zuerst das für die konoskopische Beobachtung zu verwendende Objektiv auf den Ruhepunkt des Tisches und zwar als Objektiv bei mikroskopischem Strahlengang, also ohne Einschaltung der Amici'schen Linse. Darauf verwandelt man das Mikroskop in ein Konoskop durch Einschaltung des Amici und legt nun das Kalkspatpräparat mit drei kleinen Wachs-kügelchen als Unterlage auf den Tisch. Durch Druck auf diese Wachsunterlage bringt man alsdann das Achsenbild in eine solche Lage.

daß es sich zwar zunächst nicht zentrisch im Gesichtsfeld befindet, daß es aber bei Drehung des Tisches in vollkommen ruhiger Lage verharret. Endlich schiebt man das Zentrum dieses ruhenden Interferenzbildes durch alleinige Korrektur der Stellung der Amici-schen Linse in das Fadenkreuz des Okulars.

Zur Einstellung der Fedorowschen Autokollimationsachse F wählt man ein schwaches Objektiv, versieht es kurz vor der Front mit einem Glas, das ein schwarzes Strichkreuz trägt, und beleuchtet von oben her durch den Gaußschen Spiegel, wie dies in Paragraph 116 näher beschrieben ist. Man legt danach einen Objektträger oder besser einen Spiegel mit seiner spiegelnden Seite nach oben auf den Tisch des Mikroskops und senkt den Tubus so weit, daß das Spiegelbild des Strichkreuzes deutlich erscheint. Dieses Bild wird bei Drehung des Tisches erst dann in vollkommener Ruhe bleiben, wenn der spiegelnde Objektträger genau senkrecht zur Tischachse liegt, was durch geeignete Wachsunterlagen bald erreicht wird. Nun verschiebt man das schwarze Strichkreuz vor dem Objektiv mittelst seiner Stellschrauben, bis sich sein Bild mit dem Fadenkreuz im Okular deckt. Damit fällt die Achse F der Fedorowschen Autokollimation mit den fünf Achsen M , K , Ti , Zt und Tu in eine Richtung und es bleibt jetzt nur noch die Orientierung der Achsen Zb und B übrig.

Zur Einstellung der Zahnstangenachse (Schneckenachse) des Beleuchtungssystems auf die Zahnstangenachse des Tubus, also zur Parallelstellung von Zb und Zt , beobachte man bei schwacher Mikroskopvergrößerung das durch den starken Kondensator entworfene Bild der eng zusammengezogenen Irisblende oder verwende, wenn die Iris in der Brennebene des Kondensators liegen sollte, das Amicifernrohr. Dieses Bild befindet sich zunächst irgendwo im Gesichtsfeld also nicht gerade im Zentrum. Man merkt sich diese Lage, bewegt darauf das Beleuchtungssystem an seiner Achse auf und ab und folgt mit dem Mikroskop in gleichem Schritt nach, sodaß das Bild der Iris immer scharf erscheint. Bei Parallelismus der Achsen Zb und Zt muß das Bild immer an der gleichen Stelle im Gesichtsfeld bleiben. Sollte dagegen eine Wanderung stattfinden, so muß eine Korrektur an der Zb -Achse vorgenommen werden, die man entweder in der Werkstatt ausführen läßt oder auch eigenhändig durch Lösen der betreffenden Schrauben und Unterlegung von Staniolblättchen unter die Platte der Schnecken-schraube (s. S. 373) herbeiführt. Die optische Achse B des Beleuchtungssystems ist nach der Definition auf S. 429 eine Gerade, die durch das Zentrum der Irisblende und sein durch den Kondensator entworfenes Bild geht. Im allgemeinen darf man annehmen, daß die Lage dieser Achse senkrecht zum Tisch genügend eingehalten ist. Sollte das Bild der zusammengezogenen Iris seitlich von der Tischachse oder der Mikroskopachse abweichen, so kann dies leicht durch eine kleine Versetzung des Kondensorträgers korrigiert werden.

Damit sind die acht wichtigsten Achsen eines Polarisationsmikroskops aufeinander eingestellt. Wenn nun auch noch andere wichtige Achsen vorkommen, wie z. B. die Achsen, um die sich die Polarisatoren drehen, so wird man gerade jenen doch eine ganz besondere Bedeutung für das bequeme und richtige Arbeiten mit dem Instrument zuerkennen.

110. Bestimmung der Vergrößerung. Die Vergrößerung eines Mikroskops, die durch eine bestimmte Kombination von Objektiv und Okular erreicht wird, läßt sich aus der Äquivalentbrennweite der Systeme berechnen; doch ist es viel einfacher, diese Bestimmung auf empirischem Wege, durch Vergleich des von einem bekannten Maßstab gelieferten Bildes mit einem direkt gesehenen ebenfalls bekannten Maßstab, auszuführen. Nach Befestigung von Objektiv und Okular und Ablesung der Tubuslänge an der seitlichen Skala bei R in Fig. 386, sowie der Lage der Marke am Korrektionsring eines Objektivs wie in Fig. 317—320, versieht man das Mikroskop mit einem der auf S. 412 bis 418 beschriebenen Zeichenapparate und stellt ein der Größe nach wohl erkennbares Objekt ein. Am besten eignen sich hierzu die von dem J. D. Möllerschen Institut für Mikroskopie in Wedel in Holstein auf photographischem Wege hergestellten Objektmikrometer, bei denen 1 mm in hundert Teile geteilt ist. Für schwächere Vergrößerungen sind auch die von dem gleichen Institut angefertigten sog. Okularmikrometer zu empfehlen, die eine Länge von 10 mm mit Teilung auf $\frac{1}{10}$ mm umfassen. Für starke Systeme sind diese letzteren Skalen nicht zu gebrauchen, da die Teilung zu grob ist und vor allem zwischen viel zu dicken Glasplättchen liegt.

Hat man das Objekt eingestellt, so zeichnet man einige der Teilstriche mit Hilfe des Zeichenapparats auf ein Papier, das in der normalen Sehweite (250 mm) vom Auge entfernt liegt. Wendet man hier das Verfahren an, wie es in Fig. 422 und 423 S. 412 gezeichnet ist, und hat man den Mikroskoptubus vertikal gestellt, so liegt das Zeichenpapier oder auch ein zum direkten Vergleich herangezogener deutlicher Maßstab vertikal. Man wird für den Abstand des Auges vom Spiegel etwa 1 cm und dann bis zum Maßstab noch 24 cm zu rechnen haben. Bei der Verwendung eines Zeißschen Zeichenapparats hat man sich zu erinnern, daß die vom Papier zum Auge gelangenden Lichtstrahlen zuerst am großen Spiegel c (Fig. 461), dann am kleinen Würfelspiegel b abgelenkt werden, und daß alle 3 Teile zusammen $ab + bc + cd$ gleich der deutlichen Sehweite sein müssen. Vom Auge bis zum Inneren des kleinen Glaswürfels, also für die Strecke ab , wird man etwa 15 mm zu rechnen haben; von hier bis zur Mitte des großen Spiegels, also von b bis c , beträgt bei den größeren Zeißschen Modellen die Entfernung 105 mm, sodaß für das dritte Stück von c bis d nur noch 130 mm (nicht etwa 250 mm) übrig bleiben. Bei genauen Bestimmungen hat man auch darauf zu achten, daß die Strecke cd parallel zum Tubus liegt, daß also bei horizontaler Lage des Tisches diese Richtung senkrecht steht. Schließlich mißt man die abgezeichnete Strecke mit

einem Millimetermaßstab und dividiert die hier gefundene Zahl durch die Größe des gezeichneten, ebenfalls in Millimeter gemessenen Objekts. Wurden z. B. 50 Teile des Objektmikrometers (= 0,50 mm) in der Zeichnung 60 mm lang gefunden, so betrug die Vergrößerung 120. Hat man auf diese Weise für die größte und kleinste Tubuslänge die Vergrößerungen bestimmt, so kann man für Zwischenstellungen die Werte durch Interpolation finden.

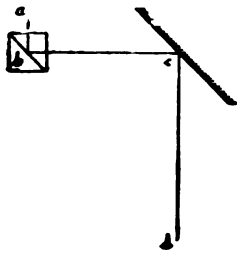


Fig. 461.

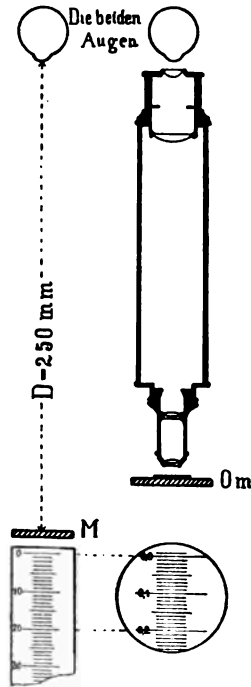


Fig. 462.

Man kann auch ohne Zeichenapparat die Vergrößerung bestimmen, wenn man mit dem einen Auge das Bild eines Objektmikrometers Om in Fig. 462 und mit dem andern Auge einen Maßstab M in $D = 250$ mm Entfernung betrachtet. Befindet sich der Maßstab in der Nähe des Mikroskops, so kann man die beiden Augenachsen parallel laufen lassen und es nach kurzer Übung dahin bringen, daß das Mikroskopbild sich mit dem direkt, gesehenen Maßstabbild zu decken scheint. Wenn nun wie in Fig. 462 20 Teilstriche eines Objektmikrometers von zusammen 0,20 mm des Vergleichsmaßstabes decken, so hat man eine 100fache Vergrößerung. Anormale Augen müssen eine Brille anwenden, um den Maßstab in 250 mm Entfernung deutlich zu sehen. Das Mikroskopbild kann aber dabei auch ohne Brillenglas scharf eingestellt werden, denn beispielsweise sieht ein kurzsichtiges Auge das virtuelle Bild in $12\frac{1}{2}$ cm Abstand scheinbar ebenso groß wie ein normales Auge dasselbe Bild in der doppelten Entfernung von 25 cm.

Zweiter Abschnitt.

Messung von Längen, Flächen und Winkeln unter dem Mikroskop.

111. Messung von Längen unter dem Mikroskop. Lineare Größen in der Tischebene werden am unmittelbarsten durch eine Tischmikrometer-schraube von bekannter Steighöhe gemessen. Die Unterabteilungen der Höhe eines Schraubenganges liest man an dem mit Teilung versehenen Kopf der Schraube ab. So lassen sich mittelst der Tischmikrometer an vielen großen Mikroskopen wie Fig. 385 (s. auch Fig. 352) und 404 Längen bis auf $1\mu = 0,001\text{ mm}$ sehr schnell und genau bestimmen. Eine andere Methode beruht auf der Anwendung eines Okularmikrometers, d. h. eines in die Ebene der Okularblende (O_3B_3 in Fig. 299 S. 323) gelegten, auf Glas photographierten oder gätzten Maßstabes oder auch



Fig. 463.

Schraubenmikrometerokular von E. Leitz.



Fig. 464.

Doppelschraubenmikrometerokular
nach E. F. Wright von R. Fuess.

eines in jener Ebene beweglichen Fadens, dessen Bewegungsmaß man durch eine Schraube mit Trommel ermittelt hat. Hierzu dient ein Schraubenmikrometerokular, wie das von E. Leitz in Fig. 463, oder ein Doppelschraubenmikrometerokular nach E. F. Wright¹⁾, wie das von R. Fuess in Fig. 464, mit dem man Messungen in zwei zueinander senkrechten Richtungen anstellt.

Mit einem Okularmikrometer kann man nicht direkt die Länge des beobachteten Gegenstandes, sondern nur diejenige seines Bildes messen, wie aus Fig. 299 zu ersehen ist. Um zu ermitteln, welcher wirklichen Größe im Gegenstand ein Teilstrich des Okularmikrometers bei Anwendung eines bestimmten Objektivsystems entspricht, stellt man wieder auf das

¹⁾ Am. Journ. 24. 1907. 336.

im vorigen Paragraphen erwähnte Objektmikrometer ein und untersucht, welches Verhältnis zwischen den beiden Teilungen besteht. Bei dieser Einstellung muß man darauf achten, daß das Bild des Objektmikrometers im Okular und das Okularmikrometer recht genau in einer Ebene liegen. Man prüft dieses Zusammenfallen durch Bewegung des Auges hin und her senkrecht zu den Teilstrichen und achtet auf das Verschwinden einer scheinbaren Verschiebung (Parallaxe) von Bild und Okularmikrometer durch die nötige Einstellung. Diese Beachtung ist bei schwachen Vergrößerungen nicht unwichtig.

Hat man auf dem Okularmikrometer eine beliebige Einteilung, auf dem Objektmikrometer eine solche in $\frac{1}{100}$ mm, und decken sich drei Teilstriche des ersten mit einem Teilstrich des zweiten, so entspricht bei Anwendung dieser Linsenkombination und dieser Tubuslänge ein Teilstrich des Okularmikrometers einer wirklichen Größe von 0,0033 mm oder $3,3 \mu$ im Objekt. Man prüft dieses Verhältnis an mehreren Stellen des Objektmikrometers und achtet bei breiten Teilstrichen darauf, immer die nach denselben Seiten gelegenen Ränder der Teilungen zu benutzen.

Ist die Übereinstimmung der Teilstriche in Okular- und Objektmikrometer keine absolut genaue, nehmen z. B. 5 Teilstriche des Okularmikrometers einen Raum ein, der nur wenig größer als 4 Teile des Objektmikrometers ist, so sucht man den Überschuß über den vierten Teil durch Schätzung annähernd zu ermitteln. Man gelangt so vielleicht zu der Annahme, daß 5 Teile des Okularmikrometers gleich 4,2 Teilen des Objektmikrometers sind, ohne mit Sicherheit entscheiden zu können, ob es sich nicht um 4,1 oder 4,3 Teile handelt. Aus dieser einen Ablesung zieht man das Resultat, daß 1 Teil des Okularmikrometers = $\frac{1}{5} 4,2 \times 0,01 = 0,00840 (\pm 0,00020)$ mm ist. Vergleicht man nun ein größeres Multiplum von 5 Teilen des Okularmikrometers mit dem Objektmikrometer, so findet man vielleicht, daß 10mal 5 Teile des ersteren gleich 41,5 Teilen des letzteren sind, ohne doch wieder mit Sicherheit sagen zu können, ob es sich nicht um 41,4 oder 41,6 handelt. Trotz dieser gleichen Unsicherheit in der Ablesung am Objektmikrometer erhält man ein 10mal genaueres Resultat, weil man 10mal größere Längen miteinander verglichen hat. Man findet nämlich jetzt, daß 1 Teil des Okularmikrometers = $\frac{1}{50} (41,5 \times 0,01) = 0,00830 (\pm 0,00002)$ mm ist.

Man bestimmt diesen Wert für alle Objektive und notiert sowohl die zugehörigen Tubuseinstellungen, wie auch die Stellung der Marke an den etwa verwendeten Korrekktionssystemen, ganz wie das bei der Bestimmung der Vergrößerungen (s. S. 434) geschehen muß. Die photographierten und numerierten Okularmikrometer sind den in Glas eingravierten wegen ihrer leichteren Erkennbarkeit vorzuziehen. Die Gebhardt'schen Mikromerteilungen¹⁾, die in einer feineren und einer gröbereren (Fig. 465)

¹⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 24. 1907. 366—369.

Form hergestellt werden, erleichtern die Ablesung bei ungünstig struierten und dunkeln Objekten. Die Metz'schen Stufenmikrometer¹⁾ (Fig. 466) können außerdem bei Dunkelfeldbeleuchtung gebraucht werden und zeichnen sich durch eine bequeme Übersicht der Unterteilungen aus.

Bei Messungen von Längen senkrecht zur Tischebene des Mikroskops kann man bis zu Dimensionen von 75 mm die S. 388 erwähnte Teilung auf der Zahnstange des Tubus gebrauchen. Ähnlichen Zwecken der Vertikal-messung dient eine bereits erwähnte Vorrichtung am Bertrand'schen Mikroskop²⁾, an dem der Kopf des Zahnrades zur groben Einstellung mit Teilung und Nonius versehen ist. Zu kleineren Dimensionen bis zu einigen Millimetern eignen sich die Mechanismen der Tubusfeinbewegungen. Hierbei sollten die Steighöhen der Mikrometerschrauben zu ihren Teilungen und Numerierungen an der Griffschraube in einem solchen Verhältnis stehen, daß bei mehreren Umdrehungen die Ablesungen nach



Fig. 465.

Gebhardt'sches Okularmikrometer.



Fig. 466.

Stufenmikrometer nach C. Metz von E. Leitz.

dezimalen Unterabteilungen des Millimeters fortschreiten. Bei einer Schraube von $\frac{1}{2}$ mm Steigung, wie sie an vielen Mikroskopen zu finden ist, und bei einer Einteilung des Kopfes in 100 Teile, müssen die eingravierten Zahlen 0, 5, 10 usw. bis 495 lauten. Ein Zählrädchen, wie es in Fig. 398 bis 399 abgebildet ist, erleichtert die Ablesung bei dem Überschreiten des Nullpunktes der Kopfteilung.

Die Messungen mit einer solchen Mikrometerschraube des Tubus gehören wohl mit zu den am schwierigsten auszuführenden, weil das Auge meistens nicht weiß, wann es einen Gegenstand im Bild ganz scharf eingestellt hat. Man verwendet daher zweckmäßig möglichst starke Vergrößerungen, besonders wenn es sich um die kleinen Dimensionen der Dünnschliffe handelt. Sie verlangt eine sehr gute Instandhaltung des Instruments und eine durchaus gleichartige Einstellung der Objekte an

¹⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 29. 1912. 72—79.

²⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 3. 1880. 100.

den beiden Enden der zu messenden Strecke, also bei einem Dünnschliff an der Ober- und Unterfläche. Man kann diese Einstellung an dem Verschwinden einer parallaktischen Verschiebung von Bild und Okularfaden erkennen, oder, wie Michel-Lévy¹⁾ empfohlen hat, an dem Verschwinden der kleinen Beugungskreise, die an ganz kleinen Staubteilchen bei deren nicht ganz scharfer Einstellung auftreten. Es gehört schon einige Übung dazu, diese Messungen auf Bruchteile eines μ richtig auszuführen. Diese Richtigkeit hängt in hohem Maß auch von der Güte der Mikrometerschraube ab. Auf die hier entstehenden Schwierigkeiten, die bei so vielen Präzisionsbeobachtungen der Physiker, Geodäten und Astronomen eine große Rolle spielen, hat bezüglich der Feinbewegungen am Mikroskop H. Boas²⁾ aufmerksam gemacht. — Ein absoluter Fehler in der Ganghöhe der Schraube spielt bei den hier meistens in Frage kommenden Messungen, nämlich bei der Bestimmung der Brechungsindizes nach der D u c d e C h a u l n e s s e n Methode keine Rolle (s. Abschnitt 5 § 133). Hierbei handelt es sich um einen im Zähler und Nenner auf ein beliebiges aber gleiches Maß zurückgeführten Quotienten, also um sog. Relativmessungen. Auch die fortschreitenden Fehler der Schraube, die sich bei einer gewindereichen Schraube in der Änderung der Steighöhe an dem einen und andern Ende bemerkbar machen, sind bei der Kleinheit der ganzen durchwanderten Längen von untergeordneter Bedeutung, kommen doch bei den Lichtbrechungsbestimmungen an Dünnschliffen nur Ausmaße von weniger als 50μ in Betracht. Dagegen ist die möglichste Kleinheit des periodischen Schraubenfehlers oder eine sich darauf beziehende Korrektionstabelle von Wichtigkeit. Die Schraube soll also bei dem Bruchteil einer Umdrehung eine diesem Bruchteil proportionale Höhenänderung hervorrufen. Und wenn die Schraube selbst auch keine ins Gewicht fallenden Gangfehler haben sollte, so darf dies von dem ganzen Feinbewegungsmechanismus (s. z. B. Fig. 396) nicht ohne weiteres angenommen werden. Eine Kalibrierung oder eine dahin zielende Kontrollarbeit ist also unter allen Umständen erforderlich. Man führt diese auf verschiedene Weise aus. So kann man für eine Kalibrierung von 20μ zu 20μ ein Deckgläschen auf Dünnschliffstärke herunterschleifen und auf beiden Seiten mit einigen sehr feinen Diamantgravierungen versehen, die ungefähr senkrecht zueinander liegen mögen, um daran alsbald zu erkennen, ob sie zur unteren oder zur oberen Seite gehören. Darauf verfährt man bei der Einstellung nach folgendem Plan: Die Zahlen sind einer Probemessung entnommen, die an einem Glasblättchen von etwa der Dicke $D = 30 \mu$ geschahen. Die Intervalle sind die Größen $D-h$ der D u c d e C h a u l n e s s e n Methode.

¹⁾ Les Minéraux des Roches. 1888. 66.

²⁾ Z. f. Instr. 41. 1921. 299—304.

(1 mm in 100 Teile)symmetrisch zwischen die Doppelfäden eines Okulars. Als „Doppelfaden“ dient der fünfzigste und einundfünfzigste Teilstrich eines Möllerschen Okularmikrometers. Bei diesem Verfahren bedarf es keiner Zurückführung durch die Grobbewegung, sondern nur einer fortschreitenden Einstellung und Ablesung auf die betreffenden Teilstriche des Glasmikrometers. Dieses selbst ist übrigens in bezug auf die Gleichheit seiner Teilungen ebenfalls sorgfältig zu prüfen, was bei gehöriger Vergrößerung für sich zu geschehen hat. Auf diese Weise ergab eine Mikrometerschraube, die für jede Umdrehung den Tubus um 100μ bewegt, folgende Werte in Intervallen von etwa 20μ zu 20μ .

Azimut der Umdrehung der Mikrometerschraube	Mikrometerschraube, beobachtet			Intervalle, beobachtet			Intervalle, Mittel	Unterschiede: Gesamtmitel — Mittel
	1	2	3	1	2	3		
$\frac{0}{5} \cdot 2\pi$	2999,2	3099,5	3200,1	μ	μ	μ	μ	μ
$\frac{1}{5} \cdot 2\pi$	3020,2	3120,1	3220,2	21,0	20,6	20,1	20,57	- 0,44
$\frac{2}{5} \cdot 2\pi$	3039,8	3139,8	3240,8	19,6	19,7	20,6	19,97	+ 0,16
$\frac{3}{5} \cdot 2\pi$	3060,0	3160,7	3261,2	20,2	20,9	20,4	20,50	- 0,37
$\frac{4}{5} \cdot 2\pi$	3080,3	3180,7	3281,1	20,3	20,0	19,9	20,07	+ 0,06
$\frac{5}{5} \cdot 2\pi$	3099,5	3200,1	3301,1	19,2	19,4	20,0	19,53	+ 0,60
				Gesamtmitel			20,13	

Durch wiederholte Messungen auch bei weiteren Umgängen wird nicht nur die Schraube, sondern der ganze Bewegungsmechanismus geprüft und auskalibriert, was unter Umständen eine langwierige Arbeit sein kann. In Fig. 468 sieht man den Verlauf der Tubusbewegung für drei hier der Kürze wegen zusammengefaßte Schraubengänge graphisch dargestellt. Man bedient sich dieses Bildes, um die nötigen Korrekturen vorzunehmen.

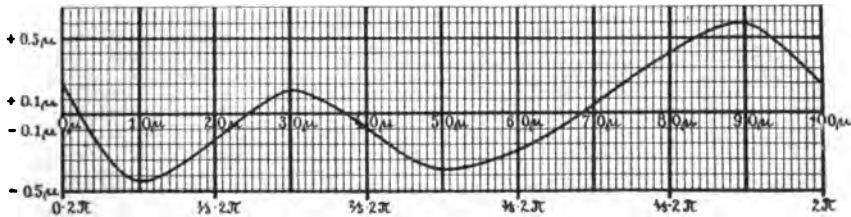


Fig. 468.

Wenn beispielsweise eine Dickenmessung zu den Einstellungen $5,5 \mu$ und $27,3 \mu$ geführt haben sollte, so sind diese Werte nach den Ordinaten der Kurve in Fig. 468 in $5,5 - 0,2 \mu$ und $27,3 + 0,1 \mu$, also in $5,3$ und $27,4 \mu$ umzuwandeln. Die betreffende Dicke beträgt also nicht $21,8$ sondern $22,1 \mu$. Es ist wohl kaum zu betonen, daß man bei allen diesen Messungen den toten Gang der Mikrometerschrauben, der innerhalb der hier auftretenden Dimensionen nie zu vermeiden ist, wohl zu berücksichtigen hat.

Eine Dickenmessung unter Benutzung des Fedorow'schen Tisches hat W. W. Nikitin¹⁾ ausgearbeitet.

112. Messung von Flächeninhalten. Schon 1847 hat A. Delesse ein Verfahren angegeben²⁾, wie man aus der Flächenverteilung der einzelnen Gemengteile eines Gesteins auf einer beliebigen Schlißfläche auf deren Volumina (und bei Kenntnis der spez. Gewichte auch auf deren Gewichte) schließen kann. Da nun in der modernen Gesteinsforschung diese Mengenbestimmungen eine größere Rolle zu spielen bestimmt sind³⁾, möge auf die Flächenbestimmung unter dem Mikroskop auch etwas ausführlicher eingegangen werden. Das alte Verfahren durch Abzeichnen der Umrisse auf Karton oder dergleichen, Ausschneiden und Wägen ist umständlich⁴⁾, auch wenn man wie W. J. Sollas einen Zeichenapparat⁵⁾ oder wie J. Joly die Mikrophotographie⁶⁾ benutzt. Ein anderes Verfahren der Flächenbestimmung nicht durch Wägung, sondern durch Ausmessung mit einem Planimeter wurde von A. Johannsen vorgeschlagen⁷⁾, ist aber wegen der Kostbarkeit eines solchen Instruments weiteren Kreisen nicht zugänglich. Eigentlich brauchbar wurde diese geometrische Gesteinsanalyse, wie sie auch genannt zu werden pflegt, erst durch die Methode von A. Rosival⁸⁾, der die Flächenmessung auf eine eigenartige Längenmessung zurückführt. Er benutzt dabei ein Okularnetzmikrometer, das durch J. Hirschwald eine praktische Form in seinem Planimeterokular (Fig. 469) erhielt⁹⁾.

Man mißt hiermit in dem Dünnschliffbild die Längen, die von den einzelnen Mineralien auf Abszissenlinien von verschiedener Lage bedeckt werden. In dem Planimeterokular der Figur 469 sind die Abszissenwerte mit 1—9, und die Ordinatenwerte mit 0—10 numeriert, während in dem schematischen Bild der Figur 470 die Abszissenwerte von

1) Über manche neue Vorrichtungen und die Handgriffe der Universalmethode. Ann. Inst. des Mines. Petersburg 1. 1907. 48—51 (russisch). Ferner W. W. Nikitin in Méthode universelle de Fedorow. Genf 1914. 350—376.

2) C. R. 25. 1847. 544—545; Ann. mines (4). 13. 1848. 379—388; Procédé mécanique pour déterminer la composition des roches. Paris 1862. 3. Aufl. ebenda 1866.

3) Siehe hierzu A. Johannsen, Suggestions for a quantitative mineralogical classification of igneous rocks. Journ. Geol. 25. 1917. 63—97. Ferner A quantitative mineralogical classification of igneous rocks-revised. Ebenda 27. 1917. Nov./Dez.-Heft. 62. Siehe ferner ebenda 28. 1920. 229—231; und 30. 1922. 167—169.

4) Siehe auch H. C. Sorby, Phil. Magaz. 11. 1856. 20—37.

5) Trans. R. Irish Acad. Dublin 29. 1887/92. 471—473.

6) Proc. R. Soc. Dublin. 10. 1903/05. 83—84.

7) Journ. Geol. 27. 1919. 276—285.

8) Verhandl. K. K. Geol. Reichsanst. Wien. 1898. 143—175.

9) Zentralbl. f. Min. usw. 1904. 630—633; s. auch J. Hirschwald, Handbuch der bautechnischen Gesteinsprüfung. Berlin. 1912. 146—147 und 163—172.

0—100 mm gehen und ihre verschiedenen Höhenlagen durch a, b, c usw. bezeichnet sind. Die ganze Fläche beträgt im unten stehenden Diagramm $5 \cdot 10 = 50 \text{ cm}^2$. Das schwarze „Mineral“ wird von der Abszisse der a-Lage

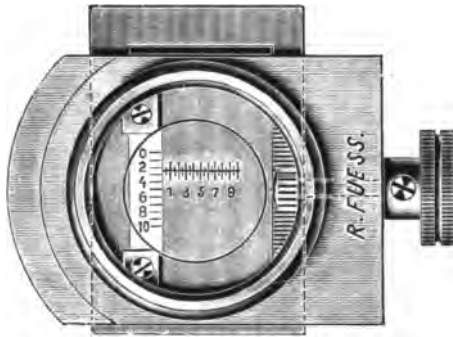


Fig. 469.

Planimeterokular nach J. Hirschwald von R. Fueß.

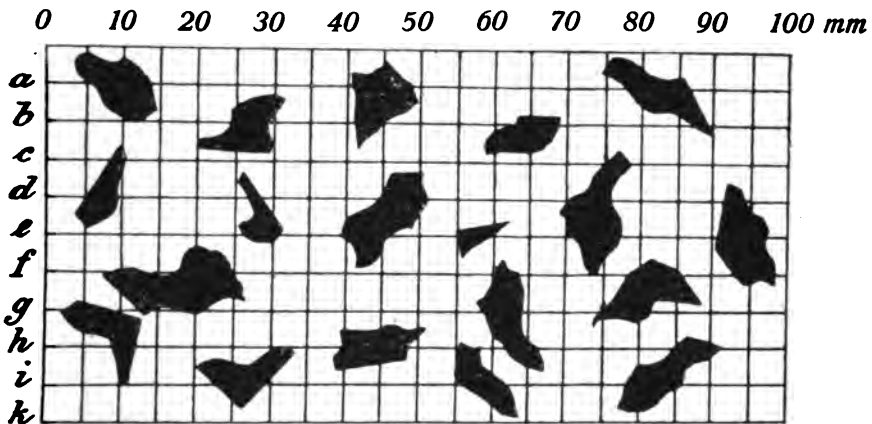


Fig. 470.

Diagramm zur Veranschaulichung der Maßmethode mit dem Hirschwaldschen Planimeterokular.

in den Längen $8,5 + 8,0 + 8,8 = 25,2 \text{ mm}$ getroffen, während es für die Abszissenlagen b bis k die in der nachstehenden Tabelle verzeichneten Längen bedeckt. Die einzelnen durchgemessenen Linien oder auch ihre Summe hat Rosiwal die Mengen-Indikatrix genannt.

Abszissen-Linien = Mengen- Indikatrix	Indikatrixabschnitte in Prozenten der durchmessenen einzelnen Abszissen	Durchschnitts-Prozentwert der Indi- katrixabschnitte bei 10 Abszissen- Linien von je 100 mm Länge
a	25,2 %	$205,6/10 = 20,6 \%$
b	17,6 %	
c	5,9 %	
d	22,4 %	
e	30,0 %	
f	29,1 %	
g	25,9 %	
h	26,5 %	
i	23,0 %	
k	0,0 %	
	Summe 205,6 %	

Diese Rosiwalsche Methode stützt sich auf den Satz, daß die Gesamtlänge der von einem Mineral bedeckten Abszissen zu der ganzen Abszisse, im obigen Beispiel also das Verhältnis von 205,6 mm zu 1000 mm, auch das Verhältnis der Flächen der Einschlüsse zur Gesamtlänge angibt. Dieser Satz gilt in der vorstehenden einfachen Form nur bei einer gleichmäßigen Verteilung rundlicher Körner, nicht aber bei einer leistenförmigen oder ähnlichen Ausbildung. Zur Erreichung einer Genauigkeit bis zu 1% muß die Gesamtlänge der Meßlinien mindestens das Hundertfache der Korngröße des betreffenden Minerals betragen. Im obigen Beispiel trifft dies annähernd zu, weil die Gesamtlänge der 10 Abszissen im Bild 1 m beträgt und die Körner etwa 1 cm groß sind.

Dagegen würde bei einem grobkörnigen Gestein mit Einschlüssen von 5 mm Durchschnittsgröße ein einziger Dünnschliff der üblichen Größe von 2×2 cm nicht genügen, um das Mengenverhältnis auf 1% richtig zu erhalten. Legt man nämlich ein netzförmiges System von Abszissen und Ordinaten durch den Schliff so hindurch, daß jedes Korn nur einmal getroffen wird, so kann man hier nur $4 + 4$ oder allenfalls $5 + 5$ Linienabschnitte bilden, und also zu einer Gesamtlänge der Meßlinien von 8×2 bis 10×2 cm gelangen. In diesem Fall wären 10 Dünnschliffe zu durchmessen oder die Meßlinien noch in andern Richtungen durch den einen Schliff hindurchzulegen.

Bei der Übertragung dieser Flächenmessung auf den Raum, also auf die Volumina der Mineralien, spielt die Textur des Gesteins eine Rolle. Man könnte ja z. B. bei einem Glimmerschiefer gerade eine sehr glimmerarme Schicht mit fast nur Quarz ausgemessen haben. In einem solchen

Fall muß man die Dünnschliffe nach zwei oder drei zueinander senkrecht liegenden Flächen aus dem Gestein herstellen¹⁾.

Man kann aber die etwas mühsamen Ablesungen der verschiedenen Grenzen auf den Abszissenlinien vereinfachen, wenn man nach dem Vorschlag von S. J. Shand²⁾ eine Tischmikrometerbewegung mit zwei parallelen Schraubenschlitten verwendet. Dieser Apparat ist in Fig. 471 schematisch abgebildet, wo man sieht, wie der eine Schlitten II in dem andern I gleitet. Das Meßverfahren werde in Anlehnung an das Diagramm der Fig. 470 erläutert. Die Schlitten werden parallel zum Horizontalfaden und die Grenzen am Vertikalfaden des Okulars eingestellt. Die Messung beginne bei der Lage a der Abszissenlinien. Man durch-

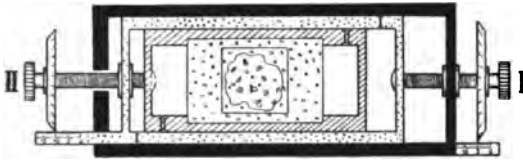


Fig. 471.

Tischmikrometer mit zwei Schraubenschlitten nach S. J. Shand.

wandert mit der Schraube I die Strecke 0,0 bis 4,5, dann mit der Schraube II die Strecke 4,5 bis 13,0, dann wieder mit der Schraube I die Strecke 13,0 bis 41,0 usw., wie dies in nachstehender Tabelle angegeben ist.

Schraube I	Schraube II
0,0 — 4,5 = 4,5	4,5 — 13,0 = 8,5
13,0 — 41,0 = 28,0	41,0 — 49,0 = 8,0
49,0 — 78,0 = 29,0	78,0 — 86,7 = 8,7
86,7 — 100,0 = 13,3	
74,8	25,2

So hat die Schraube I die Strecke 74,8 und die Schraube II die Strecke 25,2 durchmessen, wozu im ganzen nur vier Ablesungen, nämlich die Anfangs- und Schlußablesung bei jeder Schraube, nötig sind. Aber auch wenn man mehrere Abszissenlinien mit vielen abwechselnden Einstellungen an beiden Schrauben durchwandert, bedarf es wieder nur dieser vier Ablesungen, weil man dann die zweite Messungsreihe unmittelbar an die erste anlegen kann. Dazu lockert man die betreffenden Schrauben, die den Shand'schen Apparat auf dem Mikroskopisch halten, und verschiebt ihn mit dem Schriff erstens sagittal auf eine neue Abszissen-

¹⁾ Über die Genauigkeit der Rosiwal'schen Methode haben sich A. Johansen und E. A. Stephenson geäußert. Journ. Geol. Chicago 27. 1919. 212—220. Eine kürzlich im Heidelberger Mineralogisch-petrographischen Institut beendigte Untersuchung von Dr. F. Fromm wird demnächst im Druck erscheinen.

²⁾ Journ. Geol. Chicago 24. 1916. 394—404.

linie und zweitens frontal, damit die linke Schliffseite wieder am Vertikal-faden liegt. Diese Verschiebung braucht keine Parallelverschiebung zu sein und kann freihändig ausgeführt werden, da die einzelnen Meßbahnen keineswegs parallel, im Gegenteil eigentlich ganz beliebig durch das Flächengemenge hindurchlaufen können.

Man sieht, wie dieses S h a n d'sche Verfahren die ganze geometrische Gesteinsanalyse außerordentlich viel einfacher gestaltet; man wird ihm aber sicherlich die Einführung noch mehr erleichtern, wenn man es auch ohne neuen Apparat und nur mit den bereits vorhandenen Einrichtungen oder Zutaten eines Polarisationsmikroskops durchführen kann. Dazu verwendet man nun, wie hier neu beschrieben sei, für die eine Schraubebewegung ein Tischschraubenmikrometer, wie bei den Mikroskopen in Fig. 385 und 404, und für die andere ein Okularschraubenmikrometer, wie in Fig. 463. Die Umrechnung wird einfach, wenn man auch ein einfaches Verhältnis zwischen der Umdrehung des Tischmikrometers und des Okularmikrometers von vornherein herstellt. So kann man ein L i e b i s c h - F u e ß'sches Mikroskop wie in Fig. 385 mit einem Objektiv 0 von 34 mm Brennweite und einem Schraubenmikrometerokular verwenden. Stellt man nun den Auszuchtubus passend ein — bei einem Heidelberger Modell auf 175,5 mm — so kann man es bald auf eine genaue $3\frac{1}{2}$ fache Objektivvergrößerung und bei dem vorliegenden Okular auf eine 30fache Mikroskopvergrößerung bringen. Beide Schrauben haben $\frac{1}{2}$ mm Steigung. Die Trommel der Tischschraube ist aber in 50 Teile, die der Okularschraube in 100 Teile geteilt, daher gilt bei der $3\frac{1}{2}$ fachen Objektivvergrößerung

1 pars der Tischmikrometerschraube (= 0,010 mm) soviel wie
7 partes der Okularmikrometerschraube.

Man muß also alle an der Okularschraube gefundenen Werte durch 7 dividieren, damit man sie auf die Tischschraube beziehen kann. Diese Apparatur erlaubt auf dem Tisch eine Messung bis zu 15 mm und am Okular eine auf das Tischmaß bezogene Messung bis zu 3 mm durchzuführen.

113. Die Messung ebener Winkel unter dem Mikroskop läßt sich mit den zentrisch drehbaren Tischen am bequemsten und einfachsten dadurch ausführen, daß man den Scheitel des zu messenden Winkels auf das Zentrum des Fadenkreuzes im Okular einstellt, die beiden Schenkel des Winkels nacheinander mit den Fäden selbst zur Deckung bringt und an der Kreisteilung des Tisches die Drehung abliest. Je nachdem man beide Schenkel mit demselben Faden auf derselben oder auf entgegengesetzten Seiten vom Zentrum, oder aber mit den beiden Fäden deckt, gibt die abgelesene Drehung selbst oder ihr Supplement oder ihr Komplement die Größe des Winkels an. Man bringt nach Tunlichkeit den Scheitel des Winkels in den Schnittpunkt des Fadenkreuzes und sorgt für möglichst zentrische Drehung, sodaß bei den Ablesungen die Schenkel des Winkels den Fäden anliegen. Die Genauigkeit hängt ganz wesentlich von der

Beschaffenheit der Schenkel, also etwa von der Geradlinigkeit der Kanten eines Kristalls ab, erreicht aber nie das Maß des Wollaston'schen Verfahrens bei der Messung von Flächenwinkeln mit dem Reflexionsgoniometer. Fehler von 2 bis 3 Minuten sind auch bei den besten Präparaten kaum zu vermeiden. Zur Erlangung richtiger Resultate hat man sich zu erinnern, daß die Ebene, in welcher der Winkel liegt, senkrecht zur Drehachse des Tisches liegen soll. Ist dies nicht der Fall, so kann der Winkel zu groß gemessen werden, wenn beide Schenkel gleiche Neigung zur Drehachse haben, und zu klein, wenn diese Neigung zur Drehachse eine verschiedene ist.

Liegen die beiden Schenkel des zu messenden Winkels so weit auseinander, daß ihr Schnittpunkt nicht im Gesichtsfeld erscheint, so kann man mit dem Kreuzschlittentisch zuerst den einen Schenkel in die Nähe eines Okularfadens bringen, durch Drehung diesem parallel stellen und darauf mit dem andern Schenkel die gleiche Operation ausführen. Für

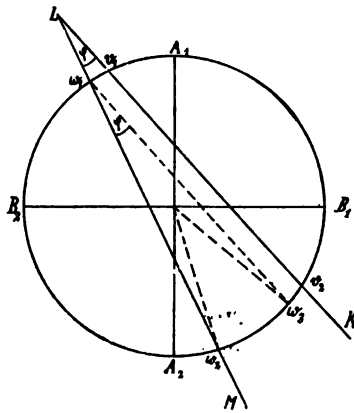


Fig. 472.

Mikroskope, die zwar einen drehbaren Tisch, aber keine Parallelverschiebung besitzen, hat G. Wulff¹⁾ folgendes Verfahren angegeben. In Fig. 472 sei $KLM = \varphi$ der zu messende Winkel, A_1A_2 und B_1B_2 das Fadenkreuz im Okular. Das Zentrum des Gesichtsfeldes liege innerhalb des Winkels. v_1, v_2, w_1 und w_2 seien die Stellen, wo die Schenkel des Winkels das Gesichtsfeld verlassen. Dann ist $\varphi = \frac{1}{2} (v_2 w_2 - v_1 w_1)$, wie man leicht erkennt, wenn man durch den Punkt w_1 eine Parallele zu $v_1 v_2$ zieht und sich erinnert, daß der Peripheriewinkel halb so groß wie sein Zentriwinkel ist. Erfolgt die Bewegung des Objektisches genau zentrisch, und dreht man in der Richtung A_1 nach B_1 und A_2 nach B_2 , so seien V_1, V_2, W_1 und W_2 die Stellungen des Objektisches, welche abgelesen werden, wenn die Punkte v_1, v_2, w_1 und w_2 die Punkte A_1 und A_2 passieren. Dann ist der Bogen $v_1 w_1 = W_1 - V_1$ und $v_2 w_2 = V_2 - W_2$ und $\varphi = \frac{1}{2} [(V_2 - W_2) - (W_1 - V_1)]$.

¹⁾ Z. X. 18. 1890. 277.

Bei sehr kleinen Objekten kann die Parallelstellung der Kanten eines ebenen Winkels mit den Fäden im Okular wegen ihrer Kürze einige Schwierigkeiten bereiten, man bedient sich dann zuweilen, wenn auch nicht mit großem Vorteil, eines Rochonschen Prismas, das von den Mikroskopikern in der hier besprochenen Anwendung auch Leeson'sches Prisma genannt wird¹⁾. Seine Konstruktion geht aus den Figuren 473 und 474 hervor, denen zur Unterscheidung noch ein Wollastonsches Prisma

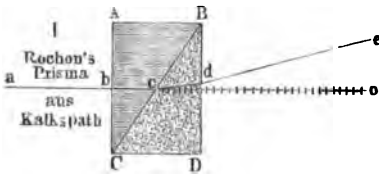


Fig. 473.

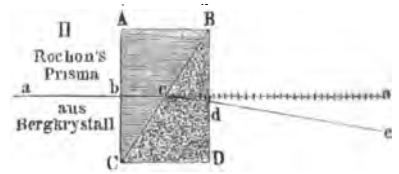


Fig. 474.

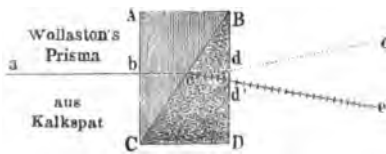


Fig. 475.

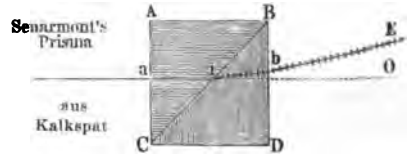


Fig. 476.

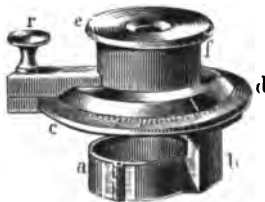


Fig. 477.

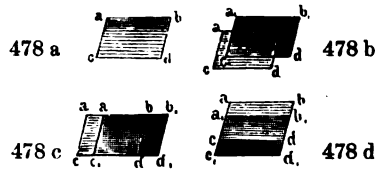


Fig. 478 a—d.

Rochonsches Prisma in Leeson'scher Fassung.

in Fig. 475 und ein Senarmont'sches Prisma in Fig. 476 beigelegt ist. Die Orientierung der optischen Achsen des Kalkspats und des Quarzes in den beiden Teilprismen ist an den eingezeichneten Strichen und Punkten zu erkennen.

Ein solches Rochonsches Prisma wird in passender Weise durch Arm *b* und Ring *a* (Fig. 477) über dem Okular befestigt und ist in dem Stutzen *ef* durch den Arm bei *r* drehbar. Die Größe der Drehung kann an einer auf dem Rande der Fassung *cd* angebrachten Kreisteilung gegen eine auf dem abgeschrägten Teil befindliche Marke abgelesen werden.

¹⁾ Chem. Soc. Mem. and Proc. 3. 1845—1848. 550—552.

Blickt man hindurch nach dem Objekt, so wird man alles doppelt sehen, beispielsweise den Durchschnitt $abcd$ in Fig. 478 a wie in Fig. 478 b. Durch Drehung des Prismas kann man es dahin bringen, daß zwei parallele Kanten, in Fig. 478 b etwa ab und $a_1 b_1$, in eine gerade Linie fallen, wie dies Fig. 478 c zeigt. Liest man nun die Stellung am Limbus ab, dreht dann das doppelbrechende Prisma weiter, bis die Kanten bd und $b_1 d_1$ in eine gerade Linie fallen, wie in Fig. 478 d, liest wieder an der Marke ab, so ist die Differenz der beiden Ablesungen die Größe des Winkels $b_1 b d$ in Fig. 478 c. Bei Mikroskopen, die weder Kreuzschlitten noch drehbaren Tisch haben, kann man diesem sog. *Leeson'schen* Prisma eine gewisse Berechtigung nicht absprechen, indessen lassen sich hier die Messungen ebensogut mit einem drehbaren Fadenkreuzokular ausführen, das ähnlich dem *Rochon'schen* Prisma e in der Röhre f (Fig. 477) montiert ist.



Fig. 479.

Goniometerokular von C. Reichert.

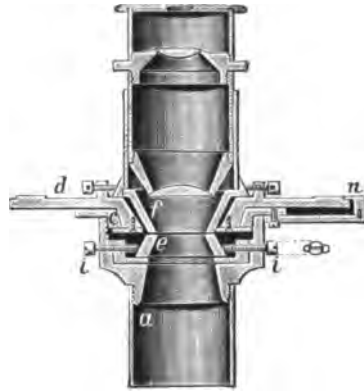


Fig. 480.

Goniometerokular von R. Fueß.

Ein solches auch Goniometerokular genanntes Hilfsokular von C. Reichert ist in Fig. 479, ein anderes von R. Fueß in Fig. 480 abgebildet.

Wenn aber selbst der drehbare Okularfaden fehlt, so kann man schließlich die ebenen Winkel geradliniger Figuren aus den mit dem Okularmikrometer ermittelten Längen ihrer Seiten und Diagonalen berechnen, wie dies z. B. W. Zenger¹⁾ an kleinen Kristallen der Sprödmetalle tat.

114. Messung räumlicher Winkel durch Raumkoordinaten. Jede Fläche ist ihrer Lage nach im Raume durch drei nicht in einer geraden Linie liegende Punkte bestimmt. Wenn nun der Objektstisch des Mikroskops nach zwei zueinander senkrechten Richtungen durch Schrauben um

¹⁾ S. W. A. 44. 1861. 310.

genau meßbare Größen verschiebbar ist¹⁾, und zugleich die vertikale Bewegung des Tubus durch die Mikrometerschraube gemessen werden kann, so sind die Bedingungen zur Bestimmung der Lage von Punkten und damit von Ebenen im Raume gegeben. Dabei wird das Linsensystem des Objektivs und das gemessene Objekt in dasselbe Medium eingetaucht; andernfalls ist der direkt abgelesene Wert der vertikalen Einstellung durch das Verhältnis der Brechungsindizes der Medien zu reduzieren, also, wenn das Präparat in Kanadabalsam liegt und Trockensysteme oder Wasserimmersionen angewandt werden, mit 1,54 bzw. 1,54/1,33 zu multiplizieren²⁾. Im einzelnen verfährt man nach G. Wert heim³⁾ folgendermaßen. Ein leicht zu findender und scharf einstellbarer Punkt der zu bestimmenden Ebene wird durch die Verschiebung der horizontalen, den Objektischtragenden Schlitten in den Schnittpunkt des Okularfadenkreuzes gebracht und mittelst der Mikrometerschraube des Tubes genau d. h. bis zum Verschwinden der Parallaxe eingestellt. Alsdann wird die Stellung der beiden horizontalen Schlitten und der Mikrometerschraube am Tubus abgelesen und notiert. Bringt man nun einen zweiten Punkt derselben Ebene in den Schnittpunkt des Okularfadenkreuzes, stellt genau darauf ein, liest wieder die Stellung der Schlitten und der Mikrometerschraube ab, und wiederholt das gleiche Verfahren bei einem dritten Punkt, so ist damit die Lage der Ebene dieser drei Punkte gegeben. Betrachtet man die bei der Bestimmung des ersten Punktes gemachten Ablesungen als den Nullpunkt des Koordinatensystems, so erhält man hierauf bezogen die Koordinaten der beiden anderen Punkte in Millimeter ausgedrückt, mit positiven oder negativen Vorzeichen je nach ihrer Lage gegen den Nullpunkt, durch einfache Subtraktion der für ihre Position gemachten Ablesungen. Sind die drei Punkte abc , ihre Koordinaten (x_1, y_1, z_1) , (x_2, y_2, z_2) , (x_3, y_3, z_3) , so ist die Gleichung der durch sie gelegten Ebene

$$Ax + By + Cz = D,$$

worin

$$A = y_1(z_2 - z_3) + y_2(z_3 - z_1) + y_3(z_1 - z_2),$$

$$B = z_1(x_2 - x_3) + z_2(x_3 - x_1) + z_3(x_1 - x_2),$$

$$C = x_1(y_2 - y_3) + x_2(y_3 - y_1) + x_3(y_1 - y_2).$$

Bestimmt man genau in derselben Art drei Punkte $a' b' c'$ einer andern Ebene, die gar nicht an die erste zu grenzen braucht, auch zunächst ganz außerhalb des Gesichtsfeldes liegen kann, und findet ihre Koordinaten zu (x_4, y_4, z_4) , (x_5, y_5, z_5) , (x_6, y_6, z_6) , so ist die Gleichung der zweiten Ebene

¹⁾ In diesem Falle müssen beide Schrauben des Kreuztisches Feinschrauben sein, und es darf also nicht, wie bei vielen Mikroskopen, die eine Schraube nur zur schnellen Bewegung des Objekts dienen.

²⁾ Vgl. die Methode des Duc de Chaulnes im fünften Abschnitt dieses Kapitels § 133.

³⁾ S. W. A. 45. 2. Abt. 1862. 157—170.

$$A'x + B'y + C'z = D'$$

worin

$$A' = y_4(z_5 - z_6) + y_5(z_6 - z_4) + y_6(z_4 - z_5),$$

$$B' = z_4(x_5 - x_6) + z_5(x_6 - x_4) + z_6(x_4 - x_5),$$

$$C' = x_4(y_5 - y_6) + x_5(y_6 - y_4) + x_6(y_4 - y_5).$$

Aus den Gleichungen der beiden Flächen berechnet sich dann der Kosinus ihres Neigungswinkels nach der Formel

$$\cos x = \frac{AA' + BB' + CC'}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2} \cdot \sqrt{A'^2 + B'^2 + C'^2}}.$$

Es liegt auf der Hand, daß diese Methode umso ungenauere Resultate geben wird, je kleiner die gemessenen Werte sind. Den Einstellungen kann man eine ziemliche Genauigkeit dadurch geben, daß man die Vergrößerungen hinreichend stark wählt. Sind die zu messenden Dimensionen sehr klein, so fallen jedoch trotzdem die unvermeidlichen Einstellungsfehler ziemlich schwer ins Gewicht. Von dem Glanze der Flächen sind die Beobachtungen unabhängig, dagegen beeinflußt ihre Unebenheit in hohem Grade die Messungen.

Eine genauere Messung der horizontalen Koordinaten suchte Krynski¹⁾ dadurch herbeizuführen, daß er in sein Okularmikrometer einen auf photographischem Wege hergestellten sog. Transversalmaßstab, wie er in der Technik des geometrischen Zeichnens so vielfach benutzt wird, brachte. Einen Spezialfall behandelt C. Miculesku, indem er sein Prisma mit der einen Fläche auf den Mikroskoptisch legt und auf der andern Fläche die Koordinaten zweier Punkte nach Höhe x und Breite y so bestimmt, daß die Tangente des gesuchten Winkels gleich $x : y$ wird²⁾.

Eine von Thoulet³⁾ angegebene Methode zur Bestimmung der Flächenwinkel unterscheidet sich nicht wesentlich von dem Wertheim'schen Verfahren; nur wählt ersterer die sechs, ihren Koordinaten nach zu bestimmenden Punkte so, daß je zwei in der gemeinschaftlichen Kante der beiden Flächen zusammenfallen, und ermittelt ferner die erforderlichen Dimensionen auf dem Wege der Zeichnung.

Es sei an dem Kristallfragment Fig. 481, das irgendwelche Lage unter dem Mikroskop einnimmt, der Winkel der Fläche M gegen a zu messen. Man wählt auf der Kante der beiden Flächen zwei beliebige Punkte r und s , auf jeder Fläche einen weiteren Punkt (t auf M und u auf a), stellt nacheinander bei unveränderter Lage des Kristalls auf jeden der Punkte r, s, t, u ein und liest an der Mikrometerschraube des Tubus ihre Höhendifferenzen ab. Hierauf versieht man, ohne das Präparat irgendwie zu verschieben, das Mikroskop mit einer Camera lucida — oder hat

1) Z. X. 14. 1888. 17—32.

2) Bull. Soc. Sc. Bucarest. 14. 1905. 280—288.

3) Bull. Soc. Min. Fr. 1. 1878. 68.

dies zweckmäßig schon vorher getan — und zeichnet den Kristall durch diese ab, markiert die ihrer Höhenlage nach bestimmten vier Punkte durch feine Nadelstiche und verbindet dieselben durch gerade Linien. Nun ersetzt man das Präparat durch ein Objektmikrometer, das mit dem Teilungswert des Tubusmikrometers übereinstimmen muß, und zeichnet dessen Skala gleichfalls ab. Man hat alsdann die horizontale Projektion des Tetraeders $rstu$, dessen scheinbare Länge der Kanten sich sofort mittelst des durch das Objektmikrometer erhaltenen Maßstabes bestimmen läßt. Diese scheinbare Länge jeder Kante und die Höhendifferenz ihrer Endpunkte bilden die Katheten rechtwinkliger Dreiecke, deren Hypotenusen die wirklichen Längen der Tetraederkanten darstellen. Aus den bekannten Längen der drei Seiten der drei in einem Tetraëdreck zusammenstoßenden geradlinigen Dreiecke (trs , sru , tru) berechnet man

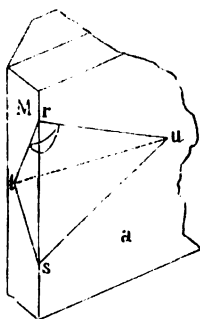


Fig. 481.

nach bekannten Formeln der ebenen Trigonometrie die drei in dem Eck zusammenstoßenden ebenen Winkel und hat damit die drei Seiten eines sphärischen Dreiecks, aus denen der räumliche Winkel $M : a$ zu berechnen ist.

Bei dem Thoulet'schen Verfahren sind wieder die an der Mikrometerschraube des Tubus abgelesenen Höhendifferenzen nur dann die wirklichen Maße dieser Raumkoordinaten, wenn der beobachtete Kristall frei in Luft auf dem Objektglas liegt. Ist er in ein anderes Medium eingebettet, liegt er also in einem Dünnschliff, dann ist die gemessene Höhendifferenz nicht die wirkliche, sondern kleiner als diese und weicht von der wirklichen um eine bestimmte Größe ab, die von dem Brechungsindex der umhüllenden Substanz abhängig ist. Die Korrektur erfolgt ebenso, wie oben bei dem Wertheim'schen Verfahren angegeben wurde. L. F. Navarro¹⁾ berechnet ebenfalls den gesuchten Flächenwinkel aus den drei ebenen Winkeln des Ecks, zu dem der Flächenwinkel gehört, stellt aber die ebenen Winkel nacheinander durch eine passende Drehvorrichtung parallel zur Okularebene und bestimmt dann ihre Größe nach den oben in Paragraph 113 angegebenen Methoden.

¹⁾ Rev. Acad. Cienc. exact., fis. nat. Madrid. Mai 1905. 2. (4); Ref. Z. X. 49. 1911. 298—299.

115. **Messung räumlicher Winkel nach Bertrand.** Eine allerdings nur für lose und spiegelnde, aber auch für sehr kleine Kristalle brauchbare Methode der mikroskopischen Winkelmessung gab Em. Bertrand an¹⁾. Er legt den Kristall (*M* in Fig. 482), an dem der Winkel der Flächen F_1 und F_2 gemessen werden soll, in beliebiger Stellung auf die Fläche eines kleinen Glaswürfels. Die Spuren dieser gehörig ausgedehnt gedachten Flächen F_1 und F_2 schneiden zwei Kanten jeder Würfel­fläche unter zwei Winkeln, die sich zu 90° ergänzen. Es ist also nach der Bezeichnung in Fig. 482

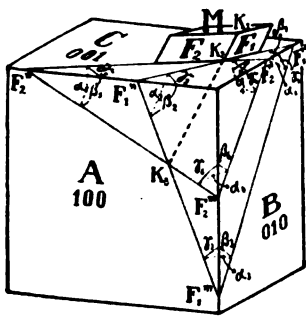


Fig. 482.

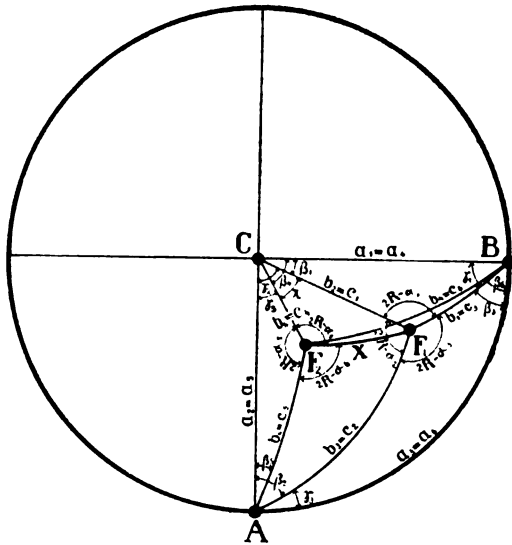


Fig. 483.

für F_1 und ihre Ausdehnung: $\beta_1 + \gamma_2 = \beta_2 + \gamma_3 = \beta_3 + \gamma_1 = 90^\circ$,
 „ F_2 „ „ „ : $\beta_4 + \gamma_5 = \beta_5 + \gamma_6 = \beta_6 + \gamma_4 = 90^\circ$.

Von den zweimal 3 Winkeln $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ und $\beta_4, \beta_5, \beta_6$ brauchen nur je zwei gemessen zu werden, da, nach den Sätzen der sphärischen Trigonometrie für rechtwinklige Dreiecke, die Tangente des dritten stets dem Produkt aus den Kotangenten der beiden andern Winkel gleich ist. Denn aus der stereographischen Projektion Fig. 483 der Fig. 482 leitet man folgendes ab:

In $\triangle CF_1B$ ist gegeben: $a_1 = 90^\circ$,
 $F_1CB = \beta_1$,
 $CBF_1 = \gamma_1 = R - \beta_3$

also folgt $\text{ctg } c_1 = \sin \beta_1 \text{ tg } \beta_3$. (1)

¹⁾ C. R. 85. 1877. 1175; Bull. Soc. Min. Fr. 1. 1878. 22—26.

$$\begin{aligned}
 \text{In } \triangle ACF_1 \text{ ist gegeben: } & a_2 = 90^\circ, \\
 & F_1AC = \beta_2, \\
 & ACF_1 = \gamma_2 = R - \beta_1, \\
 \text{also folgt } & \text{ctg } c_1 = \cos \beta_1 \text{ctg } \beta_2. \quad (2)
 \end{aligned}$$

$$\text{Aus (1) und (2) folgt } \text{tg } \beta_3 = \text{ctg } \beta_1 \text{ctg } \beta_2. \quad (3)$$

Verbindet man die Durchschnittspunkte der beiden Paare sich schneidender Spuren auf der oberen und der vorderen Würfelfläche durch die Gerade K_2K_3 , so ist der Winkel der Ebenen $K_2F''_1K_3$ und $F'_2K_2K_3F'''_2$ der wahre Winkel der Flächen F_1 und F_2 oder das Supplement des Winkels $F_1F_2 = x$ in der stereographischen Projektion in Fig. 483. Nach der Beschriftung dieser Fig. 483, wo alle Dreieckswinkel mit griechischen Buchstaben und die gegenüberliegenden Seiten mit entsprechenden lateinischen Buchstaben bezeichnet sind, findet man, nachdem die vier Winkel $\beta_1, \gamma_1, \beta_5, \gamma_5$ in der weiter unten erläuterten Weise gemessen sind:

$$\begin{aligned}
 \text{Aus } \triangle F_1CB : & \text{ctg } c_1 = \sin \beta_1 \text{ctg } \gamma_1, \\
 \text{„ } \triangle F_2AC : & \text{ctg } b_5 = \text{ctg } \beta_5 \sin \gamma_5,
 \end{aligned}$$

und aus Dreieck F_1F_2C , wo nunmehr die beiden Seiten c_1 und b_5 , sowie der eingeschlossene Winkel $\chi = R - (\beta_1 + \gamma_5)$ bekannt sind, die gesuchte Seite x nach dem Kosinussatz:

$$\cos x = \cos c_1 \cos b_5 - \sin c_1 \sin b_5 \sin (\beta_1 + \gamma_5).$$

Um die Winkel $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ und $\beta_4, \beta_5, \beta_6$ bzw. $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ und $\gamma_4, \gamma_5, \gamma_6$ oder wenigstens je zwei von ihnen genau bestimmen zu können, befestigt Bertrand das Kriställchen mit etwas Wachs wie gesagt in beliebiger Stellung auf einer der Würfelflächen, stellt den Würfel auf den drehbaren Mikroskoptisch so, daß eine Kante genau von vorn nach hinten läuft, und schiebt mittelst der Schrauben am Objektisch den zu messenden Kristall in die Mitte des Gesichtsfeldes. Vor dem Mikroskop ist ein Schirm angebracht mit einer schmalen Vertikalspalte von solcher Höhe, daß durch diese und einen passend angebrachten Spiegel das Kriställchen von oben bis unten beleuchtet wird. Der Spalt wird genau parallel der Achse des Instrumentes und so gestellt, dass die Einfallsebene des Lichtes das Gesichtsfeld des Mikroskops nach links und rechts halbiert. Dreht man nun den Objektisch, so wird eine der Flächen, deren Neigungswinkel gemessen werden soll, hell beleuchtet erscheinen, sobald sie senkrecht zur Einfallsebene des Lichtes steht, also ihre Normale in der Ebene des einfallenden Lichtes und der Achse des Mikroskops liegt. Die Drehung, die am Nonius des Objektisches abgelesen wird, gibt den Winkel, den die Spur der beleuchteten Fläche mit der einen Würfelkante bildet (β_1). Auf gleiche Weise findet man den Winkel β_4 . — Wird darauf der Würfel so aufgestellt, daß die vordere Fläche oben liegt und eine ihrer Kanten parallel der Linie 0° — 180° am Objektisch läuft, deren Nullpunkt mit dem Null-

punkt des Nonius zusammenfällt, so bestimmen sich die Winkel β_2 und β_5 ebenso wie vorher β_1 und β_4 . Zur Sicherheit kann man auch noch β_3 und β_6 bestimmen und die obige Kotangentenformel (3) zur Kontrolle benutzen.

Zur Vermeidung der Unsicherheit der Einstellung auf das Beleuchtungsmaximum der in ihrer Neigung zu messenden Flächen, bringt Bertrand im Okular einen Zylinder von Flintglas an, dessen obere Fläche sich in der Ebene der Okularblende ($O_3 B_3$ in Fig. 299, S. 323) befindet. Dieser Zylinder wird oben und unten von zwei genau parallelen Endflächen begrenzt und ist vertikal in zwei Hälften durchschnitten und mittelst Kanadabalsams mit den gut polierten Schnittflächen wieder verkittet. Die Spur der Schnittfläche wird in die Ebene der Achse des Instrumentes und des einfallenden Lichtes gestellt. So lange das Licht parallel dem Medianschnitt des Zylinders einfällt, hat man ein gleichmäßig helles Gesichtsfeld, in welchem sich die Schnittebene als eine dunkle Linie abhebt; sowie aber die Beleuchtung schief einfällt, werden die beiden Hälften des Gesichtsfeldes, infolge der einseitigen Totalreflexion an der Grenze des stärker lichtbrechenden Flintglases gegen den schwächer lichtbrechenden Kanadabalsam, verschieden beleuchtet. Die gleichmäßige Beleuchtung, die sehr scharf beobachtet werden kann, beweist, daß die beleuchtete Fläche genau senkrecht zur Einfallsebene des Lichtes steht. Später hat Bertrand, wie E. Mallard in seinem *Traité de cristallographie* I. 1879. 233 angibt, diesen Zylinder noch dadurch verbessert, daß er zwischen die beiden Flintglashälften eine sehr dünne Platte von Crown-glas einfügte, die bei schiefem Einfallen des Lichtes, wegen ihres gegenüber dem Kanadabalsam geringeren Brechungsindex, dunkel erscheint, während je nach der Richtung, von wo das Licht schief einfällt, die rechte oder linke Hälfte des Flintglaszylinders hell ist. Sobald das Licht genau in der Medianebene einfällt, ist die Crownglaslamelle ebenso hell beleuchtet, wie der Rest des Gesichtsfeldes. Kristalle bis zu $\frac{1}{30}$ mm Größe sind auf diese Weise bei guter Spiegelung der Flächen mit einer Genauigkeit von 5' bis 10' meßbar.

116. Messung räumlicher Winkel durch Reflexion. 1. Schimmermessungen. Von alters her führt man bei schlecht ausgebildeten Kristallen und mangelhaft reflektierenden Flächen Schimmermessungen mit dem Goniometer aus. Man stellt hierbei nicht mit dem Fernrohr auf das reflektierte Bild des Kollimatorspaltes ein, sondern verwandelt das Fernrohr durch die sog. Vorschlaglupe in ein Mikroskop und beobachtet hiermit den diffusen Lichtschimmer, der bei geeigneter Lage der Fläche in das Auge geworfen wird. Hierauf fußend, hat J. Hirschwald sein Mikroskopgoniometer gebaut¹⁾, das aber heutzutage kaum noch benutzt

¹⁾ N. J. 1879. 301—308. 539—546; ebenda 1880. I. 156—157.

wird, wie man überhaupt alle Schimmermessungen nur noch als Notbehelf gelten läßt.

2. Messungen mit Fedorowscher Autokollimation. 1894 hat E. v. Fedorow¹⁾ einen neuen, bei Winkelmessungen kleiner Kristalle vortrefflich zu verwertenden Gedanken der Übertragung des Prinzips der Fernrohrbeobachtung bei goniometrischen Messungen auf den mikroskopischen Strahlengang übertragen. Dazu versieht man die äußere Fläche des Mikroskopobjektivs mit einem undurchsichtigen Signal, etwa mit einem schwarzen Kreuz, oder graviert dasselbe auf ein kurz vor die Frontlinse zu befestigendes Glas und beleuchtet alsdann dieses Kreuz von oben her durch das Objektiv hindurch mit einem Gaußschen Spiegel oder mit einem Vertikalilluminator (s. § 104, S. 378). Stellt man jetzt das Mikroskop auf eine ungefähr senkrecht zum Tubus liegende, spiegelnde Fläche ein, so sieht man nichts von dem Signal, weil sein Spiegelbild weit unterhalb des freien Objektabstandes liegt. Nähert man aber das Objektiv dem Spiegel bis auf den halben freien Objektabstand, so erscheint nunmehr das Spiegelbild jenes Signals, das durch passende Drehung der spiegelnden Fläche mit dem Okularfadenkreuz zur Deckung zu bringen ist. Mit dieser mikroskopischen Autokollimation²⁾ sind die Grundlagen für die Winkelmessungen an sehr kleinen spiegelnden Flächen gegeben, und es bedarf nur der nötigen Drehapparate (s. § 117 und 118), um den betreffenden Kristall bald mit der einen Fläche, bald mit der andern senkrecht zur Fedorowschen Autokollimationsachse zu stellen.

3. Fernrohrmessungen bei geringer Vergrößerung. V. de Souza-Brandão³⁾ und A. Hamburg⁴⁾ beobachten die Reflexe an kleinen Kristallen mit einem Fernrohr von starker Verkleinerung, wie es durch Einschaltung der Amicischen Linse aus dem Mikroskop hergestellt wird. Die Autoren verwenden entweder ein Fießsches Objektiv 0 und Okular 2 oder ein Objektiv 4 und Okular 4. Beide Kombinationen führen zu Fernrohren mit 3facher Verkleinerung. Die Einstellung geschieht entweder durch Gaußsche Autokollimation auf ein in der oberen Brennebene des Objektivs gelegenes Signal, das von oben her mit einem Gaußschen Spiegel beleuchtet wird, oder durch Einstellung auf einen kleinen Seitenkollimator, der am besten mit dem Objektiv fest verbunden wird. Noch stärkere Fernrohrverkleinerung erhält man durch alleinige Benutzung des Objektivs 0 mit Fadenkreuz ohne Amicische

¹⁾ Z. X. 22. 1894. 242—243.

²⁾ Durch seitliche Anbringung des Signals in einer Art von Kollimator ohne Linse, erreicht man eine intensivere Beleuchtung als durch den Gaußschen Spiegel oder den Vertikalilluminator, kann aber dann die ganz starken Vergrößerungen wegen des zu geringen freien Objektabstandes nicht benutzen.

³⁾ Z. X. 39. 1904. 583—593; siehe ferner auch E. A. Wülfing in Fortschritte der Mineralogie usw. 3. 1913. 74 und V. de Souza-Brandão in Comunicações do Serviço Geológico de Portugal. 10. 1914. 75.

⁴⁾ Z. X. 42. 1916. 13—15.

Linse und ohne Okular, indem man mit dem bloßen Auge in den Mikroskopentubus hineinschaut und die Einstellung des betreffenden Reflexes auf das in der oberen Brennebene des Objektivs 0 angebrachte Fadenkreuz vornimmt. Dieses aus Objektiv 0 und Auge bestehende „Fernrohr“ hat eine 8fache Verkleinerung, denn die Brennweite des F u e ß schen Nullobjektivs mißt 32,5 mm, und die deutliche Sehweite ist 8mal größer. Ein der Verkleinerung nach ähnliches „Fernrohr“, das sich wieder nur aus dem Objektiv mit Fadenkreuz und bloßem Auge zusammensetzt, steht übrigens dem Kristallographen längst in dem altbewährten W e b s k y - F u e ß schen Goniometer zur Verfügung. Bringt man hier die Vorsatzlinse¹⁾ von 40 mm Brennweite vor das Objektiv von 100 mm Brennweite, beide im Abstand von 35 mm, so wirken diese zusammen wie ein Objektiv von 38 mm (s. Formel 16, S. 270), das nun mit dem bloßen Auge eine $6\frac{1}{2}$ fache Verkleinerung gibt. Man muß dazu das Okular δ nur in seinem Fadenkreuz benutzen und seine Okularlinse von 70 mm Brennweite entfernen.

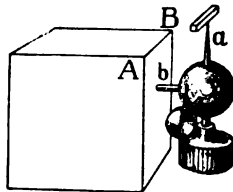


Fig. 484.

Justier Vorrichtung nach G. Lattermann.

Die Verwendung dieses $6\frac{1}{2}$ mal verkleinernden Fernrohrs am W e b s k y - F u e ß schen Goniometer oder auch eines nur $2\frac{1}{2}$ mal verkleinernden Fernrohrs, das man bei Einsteckung der Okularlinse von 70 mm Brennweite erhält, macht zuweilen eine Vorjustierung des Kristalls, bevor er auf das Goniometer gesetzt wird, wünschenswert. Hierzu hat G. L a t t e r m a n n²⁾ einen einfachen und praktischen kleinen Apparat gebaut, den er bei der Untersuchung seiner winzigen, $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{20}$ mm langen Kriställchen von Pseudobrookit benutzte. Dieser Apparat besteht aus einem in Fig. 484 in wirklicher Größe abgebildeten kleinen Metallwürfelchen mit den Drehachsen a und b . Das Kriställchen ist an der Spitze einer feinen Nadel angeheftet. Man richtet unter dem Mikroskop die Kante AB nach dem sagittalen Okularfaden von vorne nach hinten und stellt die zu messende Kristallkante, durch Drehung um die Achse a in ihrer Projektion auf die Bildebene, ebenfalls auf den von vorn nach hinten gehenden Faden des Okulars. Sie läuft damit im Raum der Würfelkante AB noch nicht parallel. Alsdann legt man den Würfel auf

¹⁾ M. W e b s k y, Über Einrichtung und Gebrauch der . . . Reflexionsgoniometer. Z. X. 4. 1880. 550.

²⁾ T. M. P. M. 9. 1888. 49.

die linke Fläche, richtet wieder die Kante AB wie vorher und stellt dieselbe Kristallkante durch Drehung um b abermals jener Kante AB parallel, womit nun die der Messung zu unterwerfende Zone der Würfelkante AB nicht nur in der Bildprojektion, sondern tatsächlich parallel läuft. Setzt man dann den Apparat mit einer Fläche senkrecht AB auf das Goniometer und zentriert und justiert die Würfelflächen, so befindet sich auch der Kristall in der für die Messung geeigneten Lage.

117. Drehapparate zur Orientierung von Kristallen, und einkreisige Goniometer für Mikroskope. C. N ä g e l i und S. S c h w e n d e n e r haben schon 1867¹⁾ ein einkreisiges Goniometer zum Gebrauch bei mikroskopischen Beobachtungen abgebildet, bei dem die Drehachse parallel zum



Fig. 485.

Justiervorrichtung
nach W. C. Brögger von R. Fueß.

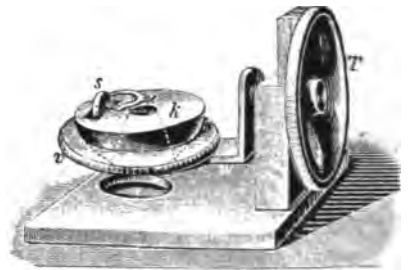


Fig. 486.

Justiervorrichtung
nach W. C. Brögger von R. Fueß.

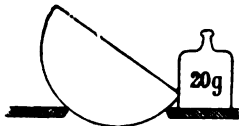


Fig. 487.

Halbkugel
nach
Schroeder van der Kolk.

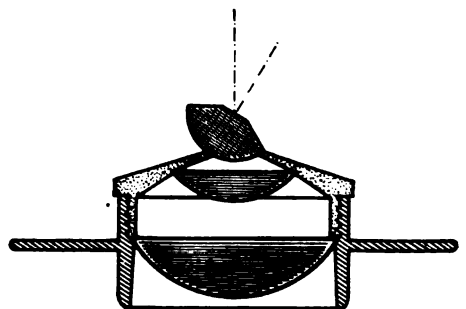


Fig. 488.

Kondensor mit beweglicher Frontlinse
nach E. G. A. ten Siethoff.

Tisch verlief und also der Teilkreis senkrecht stand. Der in Fig. 485 abgebildete Fueßsche Apparat erfüllt ähnliche Zwecke, wenn er auch ursprünglich als eine Bröggersche Justiervorrichtung konstruiert wurde²⁾. Die Bewegung erfolgt um die Achse k und wird an der Marke

¹⁾ Das Mikroskop. 1. Aufl. Leipzig 1867. 2. Aufl. 1877. 312.

²⁾ Z. X. 9. 1884. 227.

i mittelst des Teilkreises *T* abgelesen. Die im Ring *v* liegenden Teile sind besser aus Fig. 486 zu erkennen, wo es sich im wesentlichen um ein Kugelgelenk handelt, das aus den Teilen *k* und *v* besteht und das in seinem Drehzentrum den Kristall auf einer mit Scheibchen *s* versehenen Nadel trägt. Nach dem gleichen Bewegungsprinzip funktioniert eine von J. L. C. Schroeder van der Kolk¹⁾ vorgeschlagene gläserne Halbkugel von etwa 30 mm Durchmesser, die mit der konvexen Fläche in der runden Öffnung des Mikroskoptisches ruht und bei Drehung um alle möglichen horizontalen Achsen den Mittelpunkt der Planfläche immer an der gleichen Stelle behält. Damit die Halbkugel (Fig. 487) bei schiefer Stellung nicht in eine gerade Lage zurückfällt, stellt man neben den Rand einen schweren Körper (etwa ein Gewicht von 20 g), der genügend Halt bietet bis zur Neigung der Planfläche von 45° gegen den Horizont. Um die Präparate auch in sehr schiefer Richtung durchschauen zu können, bedeckt Schroeder van der Kolk nach dem Adamschen Prinzip²⁾ das auf der größeren Halbkugel liegende Präparat mit einer kleineren Halbkugel, sodaß, unter Vernachlässigung der Präparatendicke, die Mittelpunkte der beiden Planflächen zusammenfallen. Will man auch dickere Präparate einschließen, so muß man die Halbkugeln entsprechend abschleifen, also bei der Zwischenschaltung eines montierten Gesteinschliffs von der unteren Halbkugel eine dem Objektträger, von der oberen eine dem Deckglas entsprechende Schicht abschleifen. Das zwischen diesen Kugelsegmenten liegende Präparat wird dann in eine Flüssigkeit eingebettet, die etwa die gleiche Lichtbrechung wie das Glas hat. Eine ähnliche Idee liegt der von F. Stöber beschriebenen³⁾ Glasvollkugel zugrunde. Sie besteht aus zwei Halbkugeln, die in ihrer Mitte einen sphärischen mit Flüssigkeit zu füllenden Hohlraum besitzen, der den von einem kleinen dreieckigen Glasplättchen getragenen Kristall aufnimmt. Eine Variante der van der Kolk'schen Halbkugel, verbunden mit einem Kondensator, konstruierte E. G. A. ten Siethoff⁴⁾ in der durch Fig. 488 wiedergegebenen Form.

Einen Trogapparat, der die Drehung des Objekts unter Wasser oder in einer andern Flüssigkeit von passender Lichtbrechung erlaubte, gab V. v. Ebner schon 1874 an⁵⁾. Solche Apparate gehen jetzt zuweilen unter dem Namen des Bertrand'schen Goniometers⁶⁾, da dieser Forscher die Erfindung wiederholte. Bei ihnen ist eine auf den Tisch des Mikroskops zu schraubende Metallplatte in der Mitte durchbohrt und mit einem

1) Z. f. wiss. Mikrosk. 8. 1891. 459–461 und 12. 1895. 188–189; siehe auch Schr. v. d. Kolk, Kurze Anleitung zur mikroskop. Krystallbest., Wiesbaden 1898. 37–38; Samml. Geol. Reichsmus. Leyden. 5. 1896. 74–75.

2) Pogg. Ann. 157. 1876. 297–302.

3) Z. X. 54. 1915. 278–282.

4) Zentralbl. f. Min. usw. 1903. 657–658.

5) S. W. A. 70. 1874. Abb. S. 112.

6) Bull. Soc. Min. Fr. 3. 1880. 97–100.

Glasfenster versehen, durch das die vom Polarisator kommenden Strahlen einfallen. Oben ist ein kurzer Metallzylinder aufgelötet, der eine Stopfbüchse für die parallel zum Tisch laufende Drehachse mit Teilkreis trägt. Die unbequeme Stopfbüchse hat R. F u e ß, wie vor ihm schon V. v. E b n e r, dadurch vermieden, daß er den am Teilkreis *T* vorbeigleitenden Arm *i* (Fig. 489) oben umbog und mit dem abwärts gerichteten Schenkel in die Flüssigkeit tauchte. Auf diese Weise erreicht man allerdings nur eine Winkelbewegung von 125° , was aber in vielen Fällen genügt. *G* ist das hier halbzyllindrische Gefäß, *a* das Fenster, *k* die Drehachse. Das zu untersuchende Präparat wird entweder in die kleine Pinzette *P* geklemmt und durch deren Bewegung justiert — eine hierbei eintretende Dezentrierung korrigiert man durch die Schraube *Sch* und den Kreuztisch — oder es wird auf einen Glasstreifen mit Federklammer *o* gelegt, der gegen die

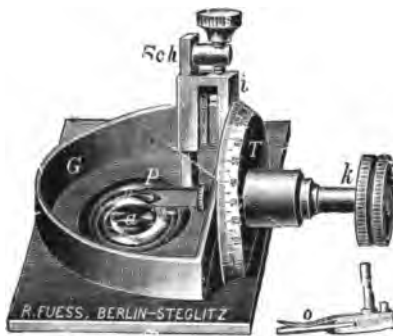


Fig. 489.

Trogapparat von R. Fueß.

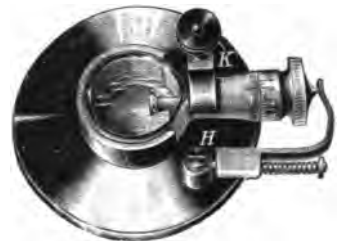


Fig. 490.

Trogapparat nach C. Klein von R. Fueß.

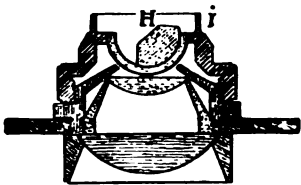
Pinzette ausgetauscht werden kann. Das Präparat muß bei richtiger Orientierung immer in der Verlängerung der Achse *k* liegen. Auch A. N a c h e t ¹⁾ hat die Stopfbüchse beseitigt, indem er ein Zahnrad in der Flüssigkeit laufen und ein anderes über den Rand des Gefäßes hinüber in das erstere eingreifen läßt.

Ein anderer einfacher Drehapparat ist von C. Klein ²⁾ beschrieben und wieder von R. F u e ß ausgeführt worden (Fig. 490). Er dient besonders zur Untersuchung von ganzen Kristallen oder Edelsteinen in geschliffener Form und dergl., die dabei in eine Flüssigkeit von möglichst gleichem Brechungsvermögen getaucht werden. Die Grundplatte wird durch gewöhnliche Objektklammern auf dem Tisch des Mikroskops festgehalten. Die Mitte ist durchbohrt und mit einem teilweise ausgesparten erhöhten Rand umgeben, in den zwei verschieden hohe Glasgefäße abwechselnd eingesetzt werden. Die Stopfbüchsen der Glasgefäße sind sehr weit, damit

¹⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 10. 1887. 186—187.

²⁾ S. B. A. 1891. 435—436.

der auf den Glasstopfen befestigte Kristall hindurchgeführt werden kann. Die Klammern *K* und *H* dienen zum Festhalten des Gefäßes und des Stopfens, dessen Drehung von 5° zu 5° abzulesen ist. Da der Kristall ziemlich weit von den Beleuchtungslinsen absteht, so wird für die Beobachtung im stark konvergenten Licht eine besondere Kondensorlinse beigefügt. Um diese Zugabe zu vermeiden, kann man nach F. Stöber¹⁾ den oben in Fig. 488 abgebildeten ten Siethoffschen beweglichen Kondensor mit einem Immersionsbecken (Fig. 491) versehen und darin kleine Kriställchen weitgehend, wenn auch nur qualitativ, drehen.



1/2 nat Größe

Fig. 491.

Kondensor
mit Immersionsbecken
nach F. Stöber.

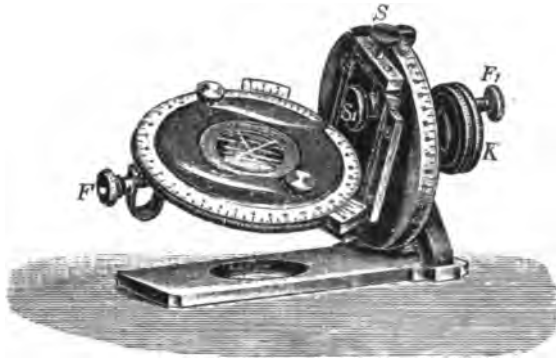


Fig. 492.

Drehapparat nach E. v. Fedorow von R. Fueß.

118. Zwei- und mehrkreisige Goniometer für Mikroskope oder Universaldrehapparate laufen in ihrem Konstruktionsprinzip alle darauf hinaus, einen Kristall möglichst allseitig im Raum drehen und das Maß dieser Drehung an mehreren Kreisen ablesen zu können. Man will also eine Richtung räumlich ebenso festlegen, wie das von altersher in der Astronomie durch den Theodoliten geschieht. Die älteste Vorrichtung für ein Mikroskop, die speziell mineralogischen Zwecken diene, mag die von S. Highley 1856 beschriebene und abgebildete²⁾ sein. Die Lagen der Achsen mit meßbaren Bewegungen entsprechen durchaus den bei v. Fedorows einfacheren Apparaten vorhandenen (s. Fig. 492). Auch G. G. Valentin³⁾ benutzte eine ähnliche Anordnung der Drehachsen, die aber nur qualitative Bewegung erlaubte. Ein einfacher Drehapparat ist auch von T. A. Jaggarr⁴⁾ beschrieben worden. Er besteht im wesentlichen aus einer in einem Kugelbogen liegenden Klammer für Dünnschliffe, die

¹⁾ Z. X. 54. 1915. 277.

²⁾ Journ. Microscop. Soc. 4. 1856. 281—285.

³⁾ G. G. Valentin, Die Untersuchung d. Pflanzen- und Tiergewebe im polaris. Lichte. Leipzig 1861. 8°. 312 S., besonders S. 166. Abb. siehe auch bei Nägeli und Schwendener, Das Mikroskop. 2. Aufl. 1877. 312.

⁴⁾ Am. Journ. 3. 1897. 129—131.

bei horizontaler Lage sich etwa 15 mm über dem Objektisch befinden. Ferner hat W. Arschinow eine Vorrichtung in Form von Meridianbügeln angegeben, mit der man die van der Kolk'sche Halbkugel auch quantitativen Drehungen zugänglich machen kann ¹⁾. Apparate für exaktere Messungen sind wieder hauptsächlich aus der F u e ß'schen Werkstatt auf Anregung von E. v. Fedorow ²⁾ und C. Klein ³⁾ und unter tätiger Mitwirkung von C. Leiß ⁴⁾ hervorgegangen. Es gibt hier Apparate, die außer einer Drehung um die Tischachse noch Drehungen um zwei, drei und vier andere Achsen erlauben, die ein Eintauchen der Präparate in Flüssigkeiten oder ein Bedecken mit Adamschen Kugelsegmenten gestatten. Ein Fedorow - F u e ß'sches Modell zeigt Fig. 492. Der ein-

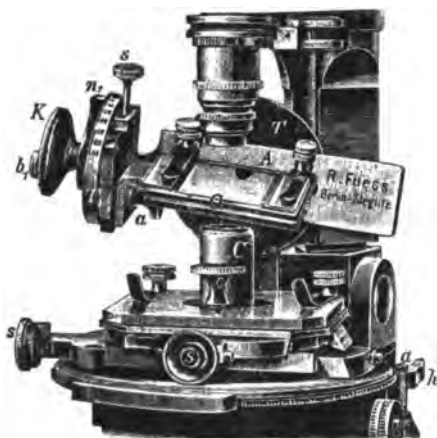


Fig. 493.

Drehapparat nach E. v. Fedorow
mit hoher Beleuchtungslinse von R. Fueß.

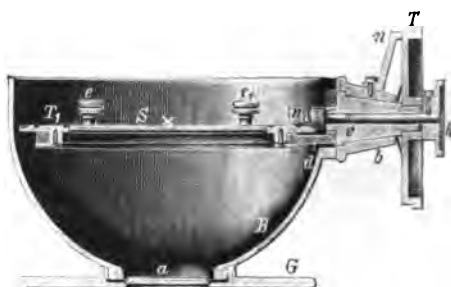


Fig. 494.

Trogapparat nach C. Klein von R. Fueß.

Teilkreis mit der Achse K und der Klemmschraube F_1 steht vertikal, der andere in der Anfangslage horizontal. Die Schrauben S und S_1 dienen zur Zentrierung, sodaß die beiden Drehachsen immer innerhalb des in seiner Dicke variabeln Präparates zum Schnitt kommen. Bei der hohen Lage des zu Anfang horizontalen Kreises müssen die Beleuchtungslinsen hinaufgesetzt werden, wie das in Fig. 493 bei C zu sehen ist. Im übrigen ist hier ein v. Fedorow - F u e ß'scher Apparat mit zwei in der Anfangslage horizontalen Achsen auf dem Kreuztisch des Mikroskops dargestellt.

¹⁾ Z. X. 48. 1911. 225—229.

²⁾ T. M. P. M. 12. 1891. 505—509; Z. X. 22. 1893. 235—244; 24. 1895. 602—603; 25. 1896. 353; 26. 1896. 241—242.

³⁾ S. B. A. 1895. 94—97; 106—107; 1151—1155. 1897. 428—430. Letztere Arbeit auch in N. J. B. B. 11. 1897. 522—524.

⁴⁾ N. J. B. B. 10. 1895. 420—423. N. J. 1897. II. 93—94. Siehe ferner: C. Leiß Die optischen Instrumente der Firma R. F u e ß. 1899. 232—238.

Wie C. Klein die Anordnung traf, wenn die Beobachtung in einer Flüssigkeit ausgeführt werden sollte, zeigt Fig. 494. Der Vertikalkreis wird an der Scheibe T bewegt. Der anfangs horizontale Kreis T_1 wird durch die Achse kz des in einen Zahnkranz eingreifenden Rädchens gedreht. e und e_1 sind Federklemmen, die den Schliff S festhalten. G ist die Grundplatte mit Fenster a , B ein etwas mehr als halbkugelförmiger Behälter, n und n_1 sind Nonien, die auf 5 Minuten abzulesen gestatten. Wieder eine etwas andere Anordnung zeigt der Kleinsche Apparat Fig. 495, der für lose Kristalle bestimmt ist, die von oben (in Fig. 495 von hinten oben) her in einen kleinen kubischen Flüssigkeitstrog eingetaucht werden.

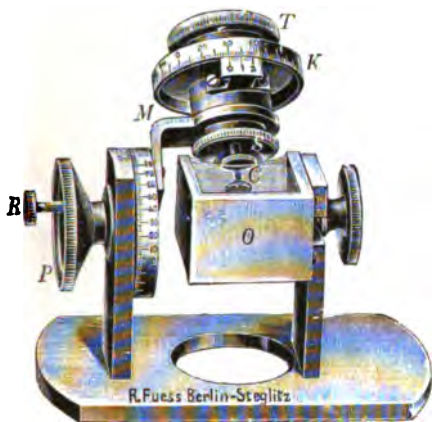


Fig. 495.

Trogapparat nach C. Klein von R. Fuess.

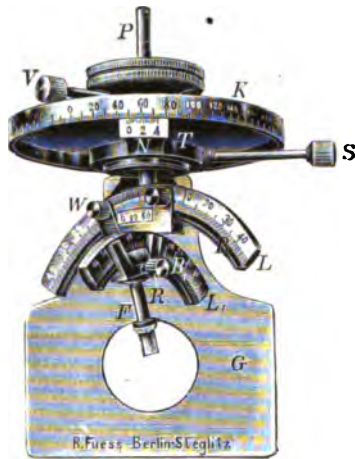


Fig. 496.

Universaldrehapparat mit drei Achsen
nach C. Klein von R. Fuess.

Ein mit drei Achsen ausgestatteter Drehapparat nach C. Klein ist in Fig. 496 zu sehen. Die Grundplatte G , die auf dem horizontal umgelegten Mikroskop mit kräftigen Federn befestigt wird, steht vertikal und trägt an dem Arm T zunächst die Achse P mit dem Teilkreis K . Die Achse P ist vertikal verschiebbar und durch die Schraube V festzuklemmen, S dient zur Fixierung von K . Unterhalb T sind auf der Achse P zwei Viertelbögen L und L_1 befestigt, die wie die Zylinderschlitten eines Goniometer-Justierapparates wirken, und an denen die Bewegungen durch die neben den Nonien liegenden Griffknöpfchen W und R ausgeführt werden. R dient auch zur Festschraubung des Kristallträgers F . Alle drei Nonien erlauben eine Ablesung bis auf 5 Minuten. Bei der Beobachtung in einer Flüssigkeit wird ein parallelepipedisches Gefäß nach Art des in Fig. 495 abgebildeten auf einem besonderen Stativ untergeschoben.

Auch die Firma Voigt & Hochgesang fertigte Universal-drehapparate mit drei Drehachsen nach C. Kleins Angaben an¹⁾. Zwei Konstruktionen dieser Art sind in Fig. 497 und 498 zu sehen, wo auch

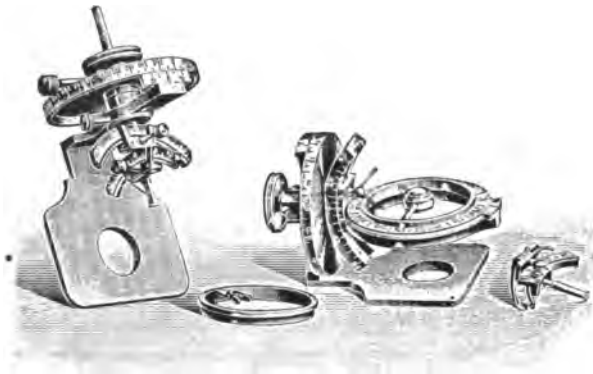


Fig. 497.

Fig. 498.

Universaldrehapparat mit drei Achsen nach C. Klein von Voigt & Hochgesang.

in dem zweiten Modell die das Mineral umschließenden Halbkugeln angebracht sind.

Für Dünnschliffe sind mehrkreisige Goniometer zuerst von Fedorow vorgeschlagen worden, worauf bei der Besprechung der Fedorowschen Methode näher eingegangen wird.

Dritter Abschnitt.

Bestimmung der Auslöschungsschiefe.

119. Literatur und Allgemeines. Unter den zahlreichen Arbeiten, die sich auf die Auslöschungsschiefe der Kristalle beziehen, sind, wenn man die methodischen Arbeiten bevorzugt, besonders zu erwähnen:

1855. F. v. Kobell, Optisch-kristallographische Beobachtungen und über ein neues Polariskop, Stauroskop. Pogg. Ann. **95**. 1855. 320—332.
 1873. H. Rosenbusch, Mikroskopische Physiographie usw. 1. Aufl. S. 82—86 und spätere Auflagen.
 1877. A. Michel-Lévy, De l'emploi du microscope polarisant. Ann. Mines. **12**. 392—471. Ref. Z. X. **3**. 1879. 217—231.
 1887. H. Dufet, Études expérimentales sur la dispersion des axes d'élasticité optique dans quelques cristaux clinorhombiques. Bull. Soc. Min. Fr. **10**. 214 bis 230.
 1888. A. Michel-Lévy, Les minéraux des roches. S. 9 ff.
 1894. A. Harker, Extinction-angles in cleavage-flakes. Min. Magaz. **10**. 239—240.

¹⁾ S. B. A. 1895. 95. Siehe auch E. v. Fedorow, Beiträge zur zonalen Kristallographie. 2. Universalgoniometer mit mehr als 2 Drehachsen usw. Z. X. **32**. 1900. 464—489.

1895. C. Césaro, Sur une méthode simple pour chercher la variation de l'angle d'extinction dans les différentes faces d'une même zone. Application à la zone verticale de l'Axinite. Mem. Acad. Roy. Belgique. **54.** 26 S.
1898. A. A. Ferro, Optische Achsenwinkel und Auslöschungswinkel der monosymmetrischen Kristalle. Rivista di Mineralogia, Padua. **20.** 11—14; Atti Soc. Ligustica Sc. Nat. Genua. **9.** 230. Ref. Z. X. **32.** 1900. 532.
1899. R. A. Daly, On the optical characters of the vertical zone of Amphiboles and Pyroxenes and on a new method of determining the extinction-angles of these minerals by means of cleavage pieces. Proc. Amer. Acad. Arts and Sc. **34.** 311—323.
- 1900/1901. V. de Souza-Brandão, Sur la détermination de l'angle des axes optiques dans les minéraux des roches. Communicações da direcção dos serv. geol. Lissabon. **4.** 13—40. Sur la détermination de la position des axes optiques au moyen des directions d'extinction. Ebenda **4.** 41—56. Sur l'orientation cristallographique des sections des minéraux des roches en plaques minces. Ebenda **4.** 57—126.
1901. A. Harker, On a question relative to extinction-angles in rock-slices. Min. Magaz. **13.** 66—68.
1905. S. Nakamura, Über einen Quarzhalbschattenapparat. Zentralbl. f. Min. usw. 1905. 267—279.
1907. A. Johnson, Über das mikroskopische Verhalten gesteinsbildender Glimmer. N. J. 1907. II. 129—150.
1907. V. de Souza-Brandão, Le problème de la détermination des directions optiques principales d'un cristal biaxe à l'aide d'observations stauroscopiques. Comm. da direcção dos serv. geol. Lissabon. **6.** 339—364.
1908. J. Schmutzer, About the oblique extinction of rhombic crystals. K. Akad. Wetenschappen, Amsterdam. 23. Jan. 1908. 368—386.
1908. F. E. Wright, On the measurement of extinction-angles in the thin section. The bi-quartz wedge plate applied to polarimeters and saccharimeters. Am. Journ. **26.** 349—398. Ref. N. J. 1909. II. 161—162.
1910. F. E. Wright, A new ocular for use with the petrographic microscope. Am. Journ. **29.** 425—426. Siehe auch Zentralbl. f. Min. usw. 1911. 585—587.
1911. H. G. Smith, A simple graphic method for determining extinction-angles in sections of biaxial crystals. Min. Magaz. **16.** 232—235.
1911. F. E. Wright, Methods. Carnegie Institution Publ. Nr. 158, an vielen Stellen.
1911. J. Schmutzer, On the orientation of microscopic crystal sections. K. Akad. Wetenschappen, Amsterdam. 23. Febr. 720—734; On the orientation of crystal-sections. On the determination of the optic axial-angle from the extinction-angle with regard to the trace of an arbitrary plane in an arbitrary crystal-section. On the determination of an unknown plane from its traces in two orientated crystal-sections. Ebenda 20. April. 1031—1046; On the orientation of crystal sections with the help of the traces of two planes and the optic extinction. Ebenda 28. August. 128—132.
1912. H. Tertsch, Optische Notizen: 2. Zur Auslöschungsbestimmung. T. M. P. M. **31.** 691—693.
1912. M. Berek, Die Bestimmung von Auslöschungsrichtungen doppeltbrechender inaktiver Kristallplatten mit Hilfe von Halbschattenvorrichtungen im einfarbigen Licht. N. J. B. B. **33.** 583—661.
1914. K. Petrov, Messung geringer Dispersionen der optischen Symetrieachsen in monoklinen Kristallen. N. J. B. B. **37.** 457—494.
1916. A. van der Veen, Über den Auslöschungswinkel rhombischer Kristalle. Versl. K. Akad. Wetensch. Amsterdam. **24.** 1157—1158. Ref. N. J. 1921. II. 10.

1920. A. van der Veen, Zum Auslöschungswinkel rhombischer Kristalle. Z. X. 55. 628.
1921. M. Berek, Die Bestimmung der Lage und Größe des wahren Winkels der optischen Achsen und des Charakters der Doppelbrechung aus zwei Auslöschungswinkeln. Z. X. 56. 515—520.

Die Lage der optischen Vektoren zum Kristallgebäude gibt wichtige Anhaltspunkte für die Bestimmung der Kristallsysteme, wie dies in den Paragraphen 14, 30 und 39, S. 48—51, 102 und 126 näher ausgeführt wurde. Um die hierbei in Betracht kommenden optischen Orientierungen handelt es sich bei den Bestimmungen der Auslöschungsschiefe (s. S. 150) oder, wie man sich auch nach F. v. Kobell (s. § 121, S. 475) ausdrückt, bei den stauroskopischen Messungen. Man führt sie an Spaltblättchen oder an geschliffenen planparallelen Platten aus, wobei immer zwei Richtungen in Frage kommen, von denen die eine nicht direkt beobachtet, sondern nur aus dem Eintritt gewisser Erscheinungen erschlossen, die andere aber direkt wahrgenommen werden kann¹⁾. Die erste Richtung ist die Auslöschungsrichtung oder die Richtung des einen in der Ebene des betreffenden Präparats liegenden optischen Vektors (der andere liegt immer senkrecht dazu), die zweite wird von der Kristallbegrenzung oder einem Spaltriß gebildet. Jene Erscheinungen, die eine indirekte Bestimmung der Lage der optischen Vektoren ermöglichen, wurden schon in Paragraph 47 bei der Diskussion der Fresnelschen Formel erwähnt. Hiernach wird ein doppelbrechendes Blättchen zwischen gekreuzten Nicols jedesmal dunkel, sobald ein optischer Vektor mit einem Nicolhauptschnitt zusammenfällt. Wenn daher in einem Polarisationsmikroskop, dessen Nicolhauptschnitte gekreuzt sind, der Winkel δ (Fig. 499), der von einem Nicolhauptschnitt mit einem Okularfaden gebildet wird, auf irgend eine Weise ermittelt werden kann (s. § 120), so ist damit der Weg gegeben, den Winkel zu messen, den jener unsichtbare Vektor mit der sichtbaren Kante des Kristalls bildet.

Stellt man sich in Fig. 499 den unsichtbaren optischen Vektor in a und den unsichtbaren Nicolhauptschnitt in N , ferner den sichtbaren Spalttriß in S und den sichtbaren Okularfaden in F vor, so kann man einerseits S und F unmittelbar aufeinander einstellen, nämlich durch Drehung um den Winkel φ , und andererseits das Zusammenfallen von a und N an dem Dunkelwerden oder der Auslöschung des Blättchens wahrnehmen durch Drehung um den Winkel ψ . Da nun nach Fig. 499

$$\sigma = \psi - (\delta + \varphi)$$

ist, so bedarf es zur Ermittlung der Auslöschungsschiefe σ nur noch der Kenntnis von δ , worüber im nächsten Paragraphen ausführliche Mitteilungen gemacht werden.

¹⁾ Für pädagogische Zwecke hat W. N. Benson ein Modell konstruiert, das über die Schwingungsrichtungen des Lichtes in Polarisator, Analysator und doppelbrechenden Blättchen aufklärt. Geol. Magaz. (V). 10. 1913. 447—448.

An dem Winkel der Auslöschung oder der Auslöschungsschiefe unterscheidet man außer der Größe noch die Richtung seiner Abweichung von der betreffenden kristallographischen Kante. Man ist übereingekommen, denjenigen Winkel als positiv zu bezeichnen, der von der kristallographischen Richtung im Sinne der Uhrzeigerdrehung von 0° — 90° abweicht und als negativ den im entgegengesetzten Sinne. Der in Fig. 499 gezeichnete Kristall zeigt hiernach den Wert σ positiv. Zum weiteren Ver-

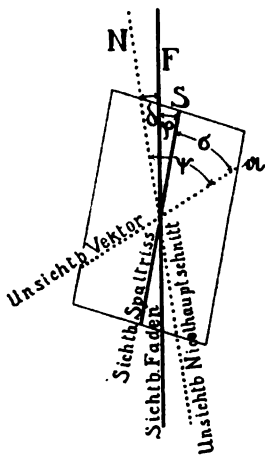


Fig. 499.

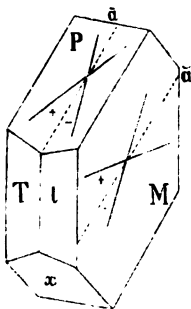


Fig. 500.

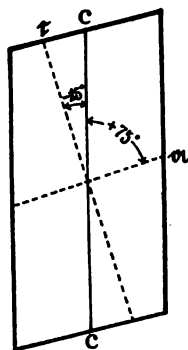


Fig. 501.

ständnis mögen die Figuren 500 und 501 dienen, wovon Fig. 500 sich auf die Verhältnisse bei den Plagioklasen und Fig. 501 auf einen Hornblendeschnitt nach (010) bezieht. An dem Feldspat der Figur 500 ist je ein Spaltriß auf P und auf M durch die gestrichelten Linien angedeutet, während die ausgezogenen Linien der Auslöschungsrichtungen im positiven und negativen Sinne davon abweichen. An der Hornblende der Figur 501 kann man die Auslöschungsschiefe entweder als $c : c = -15^\circ$ oder als $\alpha : c = +75^\circ$ bezeichnen.

120. Herrichtung des Mikroskops zur Bestimmung der Auslöschungsschiefe. Die Bestimmung der Auslöschungsschiefe ist in der Theorie einfacher als in ihrer praktischen Ausführung. Um diese wichtige determinative Konstante zuverlässig richtig zu erhalten, muß das Polarisationsmikroskop sorgfältig justiert werden; auch ist es stets, wenn es justiert aus der Werkstatt hervorgegangen ist, noch einer gewissenhaften Kontrolle zu unterziehen.

Nach den Darlegungen im vorigen Paragraphen kann man zwar die Hauptschnitte der Nicols beliebig gegen das Okularfadenkreuz orientieren, bequemer arbeitet man aber, wenn man diese Richtungen zusammenfallen oder um einen nur kleinen sog. Fehlerwinkel δ voneinander abweichen

läßt, den man bei gewöhnlichen Bestimmungen nicht zu berücksichtigen braucht und nur bei genaueren Messungen in Rechnung stellt. Zunächst überzeugt man sich von der festen Lage des Fadenkreuzokulars im Tubus oder drückt, wenn hier wegen des leichteren Wechsels eine etwas lockere Führung bevorzugt wird, den im Schlitz des Tubus laufenden Knopf vor der Ablesung immer an die gleiche Seite; alsdann mißt man bei schwacher Vergrößerung den Winkel der Fäden in den verschiedenen Okularen nach der in Paragraph 113 angegebenen Methode, indem man von einem gerade nicht gebrauchten Okular die Augenlinse abschraubt und einen der Fäden als Einstellmarke benutzt. Die Okularfäden sollen sich bis auf die Genauigkeit der Tischteilung unter 90° schneiden oder müssen in der Werkstatt neu aufgezogen werden. Man stellt bei ganz schwacher Vergrößerung den auf dem drehbaren Tisch befindlichen einen Faden auf den sagittalen Faden des Okulars ein, liest am Tischlimbus ab, dreht um etwa 90° bis zum Frontalfaden, liest wieder ab usw., bis zur Anfangsstellung. Nach diesem Verfahren kann man z. B. finden:

für ein Okular 2		für ein Okular 4	
359° 50'	90° 5'	358° 45'	90° 5'
89° 55'	89° 55'	88° 50'	89° 55'
179° 50'	90° 5'	178° 45'	90° 5'
269° 55'	89° 55'	268° 50'	90° 0'
359° 50'		358° 50'	

Je die beiden Okularfäden liegen hier bis auf $\pm 0^\circ 5'$ rechtwinklig zueinander und genügen damit allen Anforderungen, die keine besondere Genauigkeit verlangen. Die Fadenkreuze der beiden Okulare liegen aber nicht in der gleichen Orientierung, was nun noch einer besonderen Justierung bedarf. Zu dieser Einstellung der Fadenkreuze untereinander und im weiteren Verlauf der Justierung des Mikroskops auch auf die Nicolhauptschnitte, gibt es verschiedene Verfahren, je nach der Art der Festlegung des Okulars im Tubus. Sehr bequem, aber bis jetzt noch wenig verbreitet, ist ein an jedem Okular außen anzubringender verstellbarer Ring, der einen in den Schlitz am oberen Tubusende passenden Ansatz trägt¹⁾. Nach Einsteckung des Okulars in das Okularrohr kann dieser Ring durch eine Schraube gelockert und das Okular mit seinem Fadenkreuz in das richtige Azimut gedreht werden, worauf dann die Festschraubung des Ringes von außen erfolgt, ohne das Okular herauszunehmen. Durch diesen äußeren Ring läßt sich das Fadenkreuz bequemer auf ein bestimmtes Azimut einstellen, als durch die bisherigen Vorrichtungen, die wohl meistens auf eine Drehung der die Fadenkreuze tragenden Okularblenden hinauslaufen. In diesem Fall sollten die Rohre der Fadenkreuze mit Einschnitten versehen sein, in die ein passender Schlüssel nach Art des in Fig. 502 abgebildeten eingreift. Nach vorübergehender Entfernung des

¹⁾ Solche Vorrichtungen finden sich an den Okularen des Wülfig-Winkelschen Mikroskops der Fig. 404, S. 400.

Kollektivs wird eine erforderliche Drehung innerhalb des Okulartubus ausgeführt. Erleichtert werden diese hin und her tastenden feinen Drehungen durch Anbringung eines kleinen Fensters dort, wo das kurze Rohr der Fadenkreuzblende sitzt, damit man von außen das Maß der Drehung besser kontrollieren kann.

Außer diesen vorangehenden Prüfungen der Fadenlagen hat man sich noch von der nicht doppelbrechenden Beschaffenheit der Linsen und zwar besonders der Objektive und des Kondensors zu überzeugen, da sonst eine hier leider gar häufig auftretende Spannungsdoppelbrechung sehr störend wirken kann. Sie läßt sich für die Beobachtung unwirksam machen bei Linsen, die immer in derselben Lage eingeschaltet werden, also bei vielen Kondensorklinsen und bei den mit der Leitzschen Zange versehenen Objektiven. Hier muß man nur für eine Orientierung sorgen, die solche Linsen zwischen gekreuzte Nicols in die Auslöschungslage bringt (s. § 49, S. 155 oben). Nach diesen allgemeinen Vorbereitungen sind nun zwei Forderungen zu erfüllen: a) Die Hauptschnitte von Polarisator und Analysator müssen gekreuzt werden; b) der Winkel, den ein

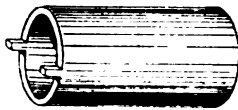


Fig. 502.

Schlüssel zur Korrektur der Stellung der Okularfäden.

Nicolhauptschnitt mit einem Okularfaden bildet, muß genau ermittelt werden, da von vornherein kein Parallelismus zu erwarten ist.

a) Die Kreuzung der Nicols geschieht unter Einschaltung aller Linsen, die zur nachherigen stauroskopischen Bestimmung dienen sollen, bei möglichst symmetrischer Aufstellung der Beleuchtungsquelle vor dem Mikroskop. Nur bei vorläufig orientierenden Einstellungen genügt die gewöhnliche Mikroskopbeleuchtung durch Wolkenlicht. Wenn man nicht in der Lage ist auf direktes Sonnenlicht einzustellen, das hier bei der starken Verdunklung nicht blenden würde, beobachtet man zweckmäßig die Fäden einer Glühlampe auf ihr annäherndes Verschwinden. Ein vollständiges Auslöschen ist wegen der staubigen Oberflächen und deren depolarisierenden Wirkung nicht zu erwarten. Über sehr genaue Kreuzung der Nicols, wie sie bei Halbschattenmikroskopen und mit Vorteil bei keilförmigen Präparaten ausgeführt wird, haben M. Berek¹⁾ und K. Petrow²⁾ Untersuchungen angestellt. Alles Seitenlicht, besonders das direkt ins Auge fallende, ist durch passende Schirme abzublenden und nunmehr der aufsetzbare Analysator bis zur vollständigsten Dunkel-

¹⁾ N. J. B. B. 33. 1912. 583—661.

²⁾ N. J. B. B. 37. 1914. 457—494.

heit des Gesichtsfeldes zu drehen. Dabei geht man in diese Dunkelstellung immer in dem gleichen Drehungssinne, also durch Drehung des Analysators etwa im Sinne des Uhrzeigers. Glaubt man die dunkelste Stelle überschritten zu haben, was sehr leicht vorkommt, so dreht man um ein erhebliches Stück zurück und versucht von neuem durch Drehung im Uhrzeigersinne die Dunkelstellung zu erreichen. Nach jeder Einstellung wird an der Teilung des Analysators dessen Stellung schätzungsweise bis auf $0,1^\circ$ abgelesen und aus 10 derartigen Ablesungen der Mittelwert genommen. Nun wiederholt man die 10malige Operation mit umgekehrter Drehung des Analysators und vereinigt schließlich alle 20 Ablesungen zu einem Mittelwert. Mangelnde Übung verlangt mehrfache Wiederholung dieser Operationen, die bei guten Beleuchtungsverhältnissen und sorgfältiger Abblendung des Seitenlichts in den Einzelablesungen kaum 1° voneinander abweichen, sodaß man das Endresultat aus den 20 Einstellungen bis auf $\frac{1}{10}^\circ$ richtig erhält, d. h. bis auf die mit der Teilung des Analysators überhaupt erreichbare Einstellungsgenauigkeit.

Die Schwingungsebene des Polarisators pflegt man gewöhnlich von vorne nach hinten und die des hierzu gekreuzten Analysators demnach von rechts nach links laufen zu lassen. F. E. Wright¹⁾ hat diese Anordnung als die günstigste beurteilt. Hätte man als Beleuchtungsspiegel einen solchen von Glas, so würde dieser vorzugsweise frontal schwingendes Licht liefern, und es wäre dann entsprechend die Schwingungsrichtung des Polarisators ebenfalls frontal zu wählen. Bei den üblichen versilberten Spiegeln ist aber der Intensitätsunterschied in beiden Azimuten (frontal und sagittal) weniger als 10% und also ohne Bedeutung. Das von den Wolken reflektierte Licht schwingt vorwiegend in einer Ebene senkrecht zu den Sonnenstrahlen. Bei der verbreitetsten Lage der Mikroskopierräume nach Norden sollte eigentlich das Polarisatorlicht morgens und abends sagittal schwingen, um die mittlere Tageszeit aber frontal. Bei der größeren Lichtmenge um die mittlere Tageszeit kann man aber hier eher einen kleinen Verlust ertragen, sodaß man am zweckmäßigsten die Schwingungsrichtung des Polarisators immer sagittal verlaufen läßt.

b) Zur Erfüllung der zweiten Forderung, also zur Bestimmung des Winkels δ , den die gekreuzten Nicolhauptschnitte mit dem Fadenkreuz bilden, stellt man aus Anhydrit ein sehr dünnes Spaltblättchen her. Man wählt am besten die unvollkommenste Spaltbarkeit nach (100), also senkrecht zur spitzen Bisektrix, weil hier wegen der geringsten Doppelbrechung am ehesten noch ein Blättchen mit niedrigen Newtonschen Farben zu erhalten ist, und man nicht unter der diffusen Aufhellung (s. auch § 48, S. 153) des Weiß der höheren Ordnung zu leiden hat. Auch sind an einem solchen Präparat die Kanten wegen der andern beiden sehr vollkommenen Spaltbarkeiten außerordentlich scharf. Das Blättchen muß, da der Anhydrit rhombisch

¹⁾ Journ. Wash. Acad. 1915. 641—642. Ref. N. J. 1917. 1.

kristallisiert und pinakoidale Spaltbarkeit besitzt, gerade Auslöschung zeigen; in der Dunkelstellung sollen also bei einem justierten Instrument die Kanten den Okularfäden parallel laufen. Dieses Blättchen wird wie ein Dünnschliff in Kanadabalsam eingebettet, mit einem Deckglas versehen und für die sich von Zeit zu Zeit wiederholenden Kontrollbestimmungen aufbewahrt. Zu einer Bestimmung befestigt man ein solches Präparat mittelst der Klammern auf dem Objektisch und dreht zwischen den gekreuzten Nicols auf Dunkelheit. Zehn Ablesungen an der Tischteilung werden im Sinne der Uhrzeigerdrehung, zehn nach Drehung im entgegengesetzten Sinne ausgeführt. Der Mittelwert aus allen 20 Beobachtungen entspricht der Parallelstellung des Blättchens in bezug auf die Nicolhauptschnitte, aber einstweilen noch nicht in bezug auf das Fadenkreuz. Mißt man dann schließlich die Abweichung der Richtung einer Kante oder eines guten Spaltrisses von dem benachbarten Faden des Fadenkreuzes, wozu meistens drei Ablesungen genügen, da diese Einstellung mit viel größerer Genauigkeit als die auf Dunkelheit auszuführen möglich ist, so wird man meistens finden, daß der Mittelwert aus diesen drei Ablesungen mit dem Mittelwert aus jenen 20 Ablesungen nicht übereinstimmt. Ist die Abweichung gering, beträgt sie z. B. $0,9^\circ$, so wird man sie notieren, aber an dem Instrument keine weitere Korrektur vornehmen¹⁾. Ist sie erheblich größer, so muß man den Polarisator mit seiner innersten Fassung mit einem passenden Schlüssel, wie den in Fig. 502, etwas drehen und die ganze Operation von der Kreuzung der Nicols an wiederholen.

Zu einer weiteren Kontrolle der erhaltenen Einstellungen kann man folgende Beobachtung ausführen. Man stellt den Tisch mit dem Blättchen auf die aus den 20 Ablesungen erhaltene Zahl und dreht den Analysator um wenige Grade nach rechts oder links. Liegt ein Hauptschnitt des Anhydrits genau parallel dem Polarisatorhauptschnitt, so erfolgt die Aufhellung des Gesichtsfeldes ohne Farbenerscheinung (vgl. § 49, S. 155), ist aber eine geringe Abweichung vorhanden, so zeigen sich Farben, die umso leichter erkannt werden, als sie bei Drehung des Analysators nach der einen und der andern Seite komplementär sind²⁾ und bei dünnen Anhydritblättchen mit niedrigen Interferenzfarben sehr deutlich hervortreten.

Von einem etwaigen Fehlerwinkel zwischen Nicolhauptschnitten und Fadenkreuz kann man sich, wie schon 1858 A. M u r m a n n und L. R o t t e r angaben³⁾, dadurch freimachen, daß man ein auf Auslöschungsschiefe zu untersuchendes Mineralblättchen nach Beendigung der ersten Messungsreihe auf die andere Seite legt und die Einstellungen wiederholt. Auch

¹⁾ An dem großen F u e ß schen Instrument Fig. 394, S. 394 lassen sich auch kleine Korrekturen an Polarisator und Analysator sicher ausführen.

²⁾ Vgl. E. W e i n s c h e n k, Z. X. 24. 581—583.

³⁾ S. W. A. 34. 1858. 139; siehe auch A. B ř e z i n a. Pogg. Ann. 130. 1867. 141—143.

hier müssen vorher die Nicols sorgfältig gekreuzt werden. Sei σ in Fig. 503 und 504 die Auslöschungsschiefe, δ die fehlerhafte Abweichung zwischen Faden FF und Polarisatorhauptschnitt PP , und H ein Hauptschnitt des Blättchens, so muß man in dem durch Fig. 503 dargestellten Fall um den Winkel $\sigma + \delta$ bis zur Auslöschung drehen, im andern Fall (Fig. 504) nur um den Winkel $\sigma - \delta$. Der Mittelwert aus beiden Messungen gibt den richtigen Winkel

$$\frac{(\sigma + \delta) + (\sigma - \delta)}{2} = \sigma.$$

Als Ersatz für die zwar immer zu beschaffenden, aber nicht leicht in der wünschenswerten Feinheit zu spaltenden Blättchen von Anhydrit sind vor allem die wunderbar und langprismatisch gewachsenen Quarz-

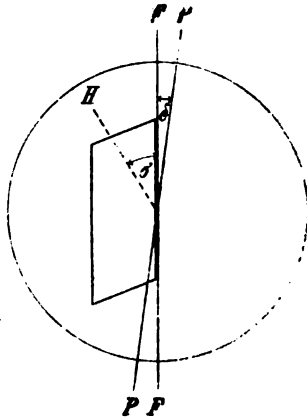


Fig. 503.

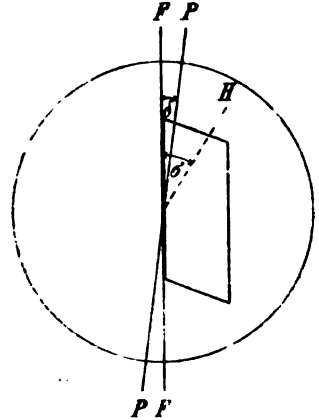


Fig. 504.

nadeln, die das Scheelitvorkommen des Riesengrunds im Riesengebirge begleiten und schon von E. Weinschenk¹⁾ empfohlen wurden, zu erwähnen. Diese Kristalle sind manchmal nur 0,05 bis 0,15 mm dick und 40mal länger; sie werden leider aber jetzt nur noch selten gefunden. Die von G. Klemm empfohlenen Quarzkriställchen von Bramsche bei Osnabrück²⁾ sind für diese Zwecke nicht so gut geeignet, weil sie nur etwa 5mal länger als breit sind und auch nicht jene ideale Ausbildungsschärfe zeigen. Noch weniger eignen sich hierzu sehr lang gewachsene Quarzkriställchen, die aus Madagaskar stammen und mir vor Jahren aus einer Petersburger Sammlung durch Herrn A. Pedaschenko übermittelt wurden. Ein solches Kriställchen sieht zwar bei seinen Dimensionen von 0,14 auf 5,50 mm zuerst sehr geeignet aus, ist aber etwas spindelförmig gebaut und also nicht von einem Prisma, sondern von sehr steilen Rhomboëdern begrenzt. — Als weiteren Ersatz kann man den Elpidit.

¹⁾ Z. X. 24. 1895. 581—583.

²⁾ Zentralbl. f. Min. 1907, 275—276.

ein Natriumsilicozirkoniat, nennen, das als eines der häufigsten Mineralien in Narsarsuk in Grönland vorkommt. Von diesem Mineral gibt es sehr dünne und 30 bis 40mal längere und scharf ausgebildete Nadeln. Ferner wären die ebenfalls in Narsarsuk vorkommenden, sehr langprismatisch entwickelten Astrophyllite zu empfehlen, wenn hier nicht die bräunliche Eigenfarbe des Minerals etwas störte. Beide grönländischen Mineralien lernte ich, in der hier passenden Form, durch die Güte des Herrn O. B. Boeggild kennen. Vollständig farblos und ausgezeichnet gerade gewachsen sind auch die für unsere Zwecke gut geeigneten Apatitnadelchen, die in den Hohlräumen des bekannten Leucitits von Capo di Bove bei Rom auftreten. Ganz besonders sind aber für diese Justierung der Fadenkreuze auf die Nicolhauptschnitte die Gipszwillinge nach (100) zu empfehlen, worauf E. Sommerfeldt¹⁾ aufmerksam gemacht hat, und die man von vielen Fundorten in ausgezeichneter Beschaffenheit erhält. Stellt man hieraus ein Spaltpräparat nach (010) in der Dicke von etwa $\frac{1}{10}$ mm oder noch dünner her, was sehr leicht gelingt, und bettet dieses in Kanadabalsam ein, so sieht man unter dem Mikroskop die Zwillingsgrenze in idealer Schärfe als eine schnurgerade Linie. Legt man, wie Sommerfeldt vorschlug, diese Grenzlinie in den einen Nicolhauptschnitt zwischen gekreuzte Nicols, so zeigen die beiden Teile des Zwillings genau gleiche Helligkeit. Dreht man ihn aber ein wenig nach rechts oder links, so wird diese Gleichheit gestört; und sollte erst jetzt die Grenzlinie mit dem einen Okularfaden zusammenfallen, so würde sich zeigen, daß Nicolhauptschnitt und Faden noch nicht übereinstimmen. Diese Einstellung auf gleiche Helligkeit bei der angegebenen Orientierung, also bei dem Zusammenfallen der Zwillingsgrenze mit dem einen Nicolhauptschnitt, ist aber nicht

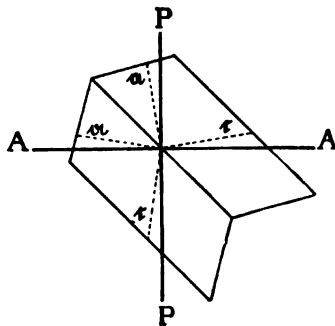


Fig. 505.

sehr empfindlich, weil die Fülle des durchgehenden Lichts viel zu groß ist und das Auge hierbei keine feinen Intensitätsunterschiede mehr wahrnehmen kann. Viel empfindlicher aber wird die Einstellung des Gips-

¹⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 24. 1907. 24—25.

zwillings, wenn man nach F. E. Wright ¹⁾ die Zwillingsgrenze unter 45° gegen die gekreuzten Nicolhauptschnitte legt und dann die optischen Verhältnisse beobachtet, wie sie in Fig. 505 gezeichnet sind. Wenn hier PP und AA die Schwingungsrichtungen der Polarisatoren angeben, so ist der Zwillings auch in dieser 45° -Stellung in beiden Individuen gleich intensiv beleuchtet, weil die Vektoren a und c in der durch Fig. 505 angegebenen Weise symmetrisch zu den Nicolhauptschnitten liegen. Die Abweichung eines Vektors a oder c von dem nächsten Hauptschnitt beträgt aber nur $8^\circ 40'$ ²⁾. Beide Teile befinden sich also nicht weit von der Auslöschungslage und sind schwach beleuchtet. So kommt eine sehr vorteilhafte Halbschattenwirkung zustande, wenn man das Präparat um nur kleine Bruchteile eines Grades aus der Stellung in Fig. 505 herausdreht. Hat man die Homogenität der Beleuchtung in beiden Hälften erreicht, so braucht man jetzt nur noch die Abweichung δ der Zwillingsspur vom Okularfaden zu messen.

121. Einstellung auf Dunkelheit und auf Interferenzbild. Für viele Bestimmungen der Auslöschungsschiefe genügt weißes Licht, und nur bei Medien mit Dispersion der Bisektrizen, also bei monoklinen und triklinen Kristallen (siehe § 37, 39, 61, 62), muß man bei feineren Untersuchungen monochromatisches Licht anwenden. Nun ist das Auge verhältnismäßig unempfindlich gegen geringe Schwankungen in der Helligkeit, und man wird sich leicht überzeugen, daß die Ablesungen der Stellungen größter Dunkelheit doppelbrechender Blättchen um ein Bedeutendes schwanken können, wenn man nicht die Beleuchtungsverhältnisse so sorgfältig behandelt, wie dies im vorigen Paragraphen bei der Kreuzung der Nicols (S. 469—470) angegeben wurde. Unter Beachtung dieser Anordnung kann man schon durch bloße Einstellung auf das Maximum der Dunkelheit den gewöhnlichen diagnostischen Forderungen genügen und richtige Werte bis auf kleine Bruchteile eines Grades erhalten. Man führt 2mal 10 Einzeleinstellungen im Sinne der Uhrzeigerdrehung und entgegengesetzt aus und bildet daraus den Mittelwert. Max Schuster hat bei seinen klassischen Feldspatstudien nur dieses einfache Verfahren angewandt und, wie man weiß, mit bestem Erfolg durchgeführt ³⁾. F. E. Wright verfeinerte diese Methode ⁴⁾ durch Anwendung des oben S. 471 erwähnten Kunstgriffs von E. Weinschenk auf die

¹⁾ Methods. 1911. 136.

²⁾ Dieser Winkel schwankt mit der für Gips etwas verschieden angegebenen Auslöschungsschiefe um $1\frac{1}{2}^\circ$, was aber hier ohne Bedeutung ist.

³⁾ Eine Ungenauigkeit des Wertes σ hängt oft weniger von der Einstellung auf Dunkelheit, als von der Einstellung auf die Spaltrisse ab und zwar nicht etwa, daß man auf einen gewissen Spaltriß ungenau einstellen würde, als daß verschiedene, gleich vollkommene Spaltrisse in der Richtung von einander abweichen und dadurch die Wahl erschweren. Hier kann nur Häufung der Beobachtungen vor Irrtum bewahren.

⁴⁾ Am. Journ. 26. 1908. 379—380 und 389.

Bestimmung der Auslöschungsschiefe. Er schlägt vor, den Kristall möglichst in die Nähe der Dunkelstellung zu bringen und dann den Analysator um etwa 2° nach rechts und links zu drehen. Sollte der Kristall nur einige Zehntel Grade von seiner richtigen Dunkelstellung abweichen, so zeigt er bei Drehung des Analysators nach der einen Seite größere Helligkeit als das übrige Gesichtsfeld und bei entgegengesetzter Drehung des Analysators größere Dunkelheit. Diese Unterschiede verschwinden erst, wenn der Kristall sehr genau in seiner Dunkelstellung liegt. Die Methode ist bei farblosen Kristallen mindestens zweimal genauer, als die einfache Schustersche Methode, wie Wright eingehend mathematisch bewiesen und auch an Versuchen gezeigt hat. Weniger zu empfehlen sind die Hilfsvorrichtungen, die F. v. Kobell¹⁾ und A. Březina²⁾ zur Erhöhung der Einstellungsgenauigkeit vorgeschlagen haben. So schob F. v. Kobell in den Gang des polarisierten Lichts zwischen Blättchen



Fig. 506.



Fig. 507.

und Analysator eine Calcitplatte ein, die, senkrecht zur Achse geschliffen, die Interferenzfigur — ein dunkles Kreuz mit einer Anzahl konzentrischer isochromatischer Kreise — nur dann ungestört zeigt, wenn die optischen Vektoren im doppelbrechenden Blättchen mit den Hauptschnitten des Polarisators und Analysators zusammenfallen. Er nannte ein derartig konstruiertes Instrument ein *Stauroskop*. Das Auge sollte nach des Erfinders Ansicht die Aufhebungen der Störungen in der sehr symmetrischen, buntfarbigen Interferenzfigur sicherer wahrnehmen, als den Eintritt des Dunkelheitsmaximums. Auch die Variante, die Březina in seiner Doppelplatte dieser Methode gab, indem er die senkrecht zur Achse geschnittene Calcitplatte durch eine Kombination zweier nahezu senkrecht zur Achse geschliffener Platten ersetzte, erlaubt keine besonders hohe Genauigkeit in der Bestimmung. Dieses Präparat wird so über das Okular und unter den Analysator gelegt, daß die Ebene, die durch seine

¹⁾ Pogg. Ann. 95. 1855. 320—332.

²⁾ Diese Březina'sche Doppelplatte ist wohl zuerst in Schraufs Lehrbuch d. phys. Min. 2. 1868. 219—220 mit schematischer Abbildung der Interferenzfigur beschrieben.

beiden optischen Achsen geht, einem Nicolhauptschnitt parallel läuft. Es zeigt dann, sobald das zu untersuchende Blättchen sich in der Auslöschungslage befindet, eine ungestörte und symmetrisch gebaute Interferenzfigur, wie in Fig. 506. Dieselbe wird aber durch eine Knickung des Mittelbalkens (wie in Fig. 507) gestört, sobald sich die Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes ein wenig ändert, sobald also der zu untersuchende Kristall aus seiner Auslöschungslage heraustritt. Die Březina'sche Doppelplatte ist zwar empfindlicher als der einfache v. Kobellsche Kalkspat, aber auch nicht besonders genau. Eine weitere Verbesserung in dieser Hinsicht erscheint mir indessen nicht ausgeschlossen, wenn man die vielen zarten Interferenzbilder natürlicher und künstlicher Zwillinge in dem Hauswaltschen Tafelwerk¹⁾ betrachtet und daraufhin die Originalpräparate einer Prüfung unterzieht.

122. Einstellung auf Farbe. Wenn nach dem v. Kobellschen oder Březina'schen Verfahren die fehlerhafte Einstellung an der Störung einer Interferenzfigur erkannt und also die Symmetriempfindlichkeit des Auges benutzt wird, so beruhen andere Methoden auf dessen Farbensensibilität, bei der die Auslöschungslage an einer bestimmten Farbe erkannt wird. Eine solche Methode kommt zur rechten Geltung bei farblosen Blättchen mit niedrigen Interferenzfarben. Sie verlangt weißes Licht und erlaubt keine Bestimmung der Dispersion der Bisektrizen. Bringt man in den Gang des polarisierten Lichtstrahls, etwa durch Einfügung in den Schlitz *tt* des Mikroskops Fig. 381 a, eine parallel zur Achse geschliffene Quarzplatte von 0,063 mm Dicke, und orientiert ihre optische Achse unter 45° gegen die Nicolhauptschnitte, so wird das ganze Gesichtsfeld mit dem in der Newton'schen Farbenskala S. 131 fett gedruckten, empfindlichen Violett der 2. Ordnung intensiv beleuchtet. Dies geht aus der Formel $s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = d(\gamma_1 - \alpha_1)$ auf S. 141 hervor, wenn man hier den Gangunterschied $s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1}$ mit 574 $\mu\mu$ und die Doppelbrechung des Quarzes mit 0,00911 einsetzt. Legt man nun das zu untersuchende Blättchen in eine beliebige Lage unter das Mikroskop und läßt einen Teil des Gesichtsfeldes frei, so wird dieser Teil anders als der vom Blättchen bedeckte erscheinen, da zu dem Phasenunterschied, den die Wellen im Quarz besitzen, sich derjenige hinzufügt, den sie in dem doppelbrechenden Blättchen erhalten. Dreht man aber den Mikroskopisch mit dem Blättchen, so wird in dem Augenblick, wo die Vektoren parallel den Nicolhauptschnitten liegen, keine Zerlegung der vom Polarisator kommenden Welle mehr stattfinden und das Blättchen nun dieselbe Farbe wie das übrige Gesichtsfeld zeigen. Man kann die Quarzplatte durch irgend eine andere Platte eines doppelbrechenden Minerals, die eine empfindliche Interferenzfarbe zeigt, ersetzen und also, wie häufig geschieht, ein Gipsblättchen oder Glimmerblättchen mit Rot I. Ordnung bis Violett II. Ordnung verwenden.

¹⁾ Interferenz-Erscheinungen usw. Magdeburg 1902, 1904, 1908.

Die Einstellung auf die empfindliche Farbe der Quarzplatte erreicht bei farblosen Blättchen einen recht hohen Grad von Schärfe, ist aber bei gefärbten Mineralien nicht besonders genau und auch bei stärker doppelbrechenden nicht brauchbar, weil dann der Umschlag der Farben nicht charakteristisch verläuft. Daher empfahl C. Klein¹⁾, hier die von Biot eingeführte, nach der Basis geschliffene Quarzplatte zu verwenden, die seitdem von den Mineralogen häufig als Kleinsche Quarzplatte bezeichnet wird. Sie hat eine Dicke von 3,75 mm, im Gegensatz zu der ebenso orientierten nach E. Bertrand benannten, die eine Dicke von 2,50 mm besitzt (s. § 123). Solche Platten drehen infolge der Zirkularpolarisation die Schwingungsebene des einfallenden Lichts in dem Maß, wie dies nachstehende Tabelle nach den Beobachtungen von Soret und Sarasin angibt.

Fraunhofer- sche Linien	Wellenlängen in $\mu\mu$	Drehung des Quarzes für Dicken von		
		1 mm	2,50 mm	3,75 mm
A	761,1 \pm 1,7	12°,65	31°,63	47°,44
a	718,8	14°,30	35°,75	53°,63
B	687,6	15°,75	39°,38	59°,06
C	656,3	17°,31	43°,28	64°,91
D	589,3 \pm 0,3	21°,71	54°,28	81°,41
E	527,0	27°,54	68°,85	103°,28
F	486,1	32°,76	81°,90	122°,85
G	430,8	42°,59	106°,48	159°,71
h	410,2	47°,49	118°,73	178°,09
H ₁	396,9	51°,19	127°,98	191°,96

Bringt man die Biot-Kleinsche Platte zwischen parallele Nicols, so sieht man eine violette Farbe, die bei kleiner Drehung des Analysators ihren Ton deutlich ändert. Diese Empfindlichkeit beruht zunächst auf der Schwächung der im weißen Licht so intensiven gelbgrünen Farben um 550 $\mu\mu$, weil diese eine Drehung von etwa 90° erfahren und daher zwischen parallelen Nicols ausgelöscht werden, und weil damit der Boden geschaffen ist, auf dem sich die weniger intensiven Farben, wie Rot und Blau, in den Mischungen individuell betätigen können. Die eigentliche Ursache für den leichten Umschlag des rötlichvioletten Mitteltons in einen mehr rötlichen oder mehr bläulichen Ton liegt in dem Antagonismus, in welchem diese roten und blauen Farben bei den benachbarten Farbmischungen stehen. — Bei gefärbten Mineralien wählt man denjenigen Ton der zirkularpolarisierenden Quarzplatte, der sich in jedem Fall als der geeignetste herausstellt. Die Methode der Beobachtung und Bestimmung ist dieselbe, nur hat man im allgemeinen keine gekreuzten Nicols. Die Farbmischungen bei einer solchen Quarzplatte sind zwar

¹⁾ N. J. 1874. 9.

den auf anderem Wege entstehenden Interferenzfarben oft sehr ähnlich, aber in ihrer Wirkung auf verschiedene Vorgänge der Doppelbrechung doch wieder abweichend. So gelingt es bekanntlich sehr leicht, die durch Fingerdruck an einem Objektträger hervorgerufene Doppelbrechung mittelst eines Gipsblattes vom empfindlichen Rot deutlich zu demonstrieren, sowie auch die geringen Gangunterschiede an sehr dünnen Schlifren von Leucitkristallen merklich in die Erscheinung treten zu lassen, während in solchen Fällen der Biot-Kleinsche Quarz kaum schwache Andeutung eines Farbenumschlags wahrzunehmen erlaubt. Umgekehrt zeigt die letztere Platte eine relativ hohe Reaktionsempfindlichkeit bei den nach der Königsbergerschen Methode im reflektierten Licht beobachteten anisotropen, undurchsichtigen Medien, wo alsdann wieder das empfindliche Gipsblatt gänzlich versagt¹⁾.

123. Die Bravaissche und die Soleilsche Doppelplatte, sowie ihre Abarten. Die Methode der Anwendung von Blättchen mit empfindlichen Farben kann in ihrer Genauigkeit bedeutend gesteigert werden, wenn man jene Blättchen zerschneidet und in gekreuzte Stellung bringt oder bei Quarz rechts und links drehende Platten kombiniert, so daß gleichsam Zwillinge in bezug auf die Schnittfläche entstehen.

Bei dem dünnen Präparat, das A. Bravais schon 1851 aus Glimmer herstellte²⁾, dann F. Stöber³⁾ aus Quarz, C. Zeiß⁴⁾ aus Gips und A. van der Veen⁵⁾ aus einem Bavenoer Zwilling von $\frac{1}{4}$ mm Dicke anfertigt, ist die Okularkorrektion, wie sie A. Schrauf⁶⁾ für die mit Bertrand'scher Platte versehenen Okulare (s. S. 481) vorgeschlagen hatte, weniger notwendig. Für eine solche Bravais-Stöbersche Platte zerschneidet man ein parallel zur Hauptachse geschliffenes Quarzplättchen mit der empfindlichen Farbe, also von 0,063 mm Dicke, unter 45° gegen die *c*-Achse in zwei Teile und legt den einen Teil I neben den andern II, wie dies Fig. 508 andeutet, so daß die beiden *c*-Achsen unter 90° geneigt sind. Eine solche Quarzdoppelplatte kittet man zwischen zwei dünne Deckgläschen und legt sie an die Stelle des Fadenkreuzes im Okular. Die Fuge, in der beide Teile zusammenstoßen, vertritt den einen Faden des Fadenkreuzes, dessen anderer durch eine eingravierte Linie ersetzt werden kann. J. Königsberger⁷⁾ hat die beiden Teile der Bravais-

¹⁾ Einzelheiten siehe bei E. A. Wülfing, Über die empfindlichen Farben und über ihre Anwendung bei der Erkennung schwach doppelbrechender Medien. S. H. A. 1910. 24. Abh. 16 S.

²⁾ C. R. 32. 1851. 113; Pogg. Ann. 96. 1855. 397.

³⁾ Z. X. 29. 1898. 22—24.

⁴⁾ Zeißkatalog. 32. Ausgabe. 1902. 183.

⁵⁾ Chem. Weekbl. 14. 1917. 733—735; Ref. N. J. 1920. 261.

⁶⁾ Z. X. 8. 1884. 81—82.

⁷⁾ Zentralbl. f. M. usw. 1908. 729—730; 1909. 249—250; 746—747; s. auch G. Szivessy, Über eine einfache Verbesserung des Babinet-Soleilschen Kompensators. Ber. D. Phys. Ges. 21. 1919. 271—283.

schen Glimmerplatte so dünn hergestellt, daß sie zwischen gekreuzten Nicols ein sehr tiefes Grau der ersten Ordnung geben, das bei gewöhnlicher Beleuchtung beinahe schwarz, bei intensiver Beleuchtung aber ziemlich hell aussieht. Befindet sich nun ein doppelbrechendes Blättchen von einer sehr niedrigen Interferenzfarbe unter der Königsbergerschen Platte und zwar mit seinen Vektoren in unsymmetrischer Lage zu den Vektoren des Königsbergerschen „Glimmerzwillings“, so wird dessen eine Hälfte noch weiter in das Dunkel verschoben, während dagegen die andere Hälfte eine nunmehr sichtbare Aufhellung erfährt. Die beiden Hälften sind nur dann gleichmäßig grau, wenn die symmetrische Lage eintritt. In dieser Lage ist nun im allgemeinen ein schwach doppelbrechender Kristall sehr unempfindlich, kann aber empfindlicher werden, wenn er eine Interferenzfarbe zeigt, welche durch die beiden verschieden orientierten Teile der Königsbergerschen Platte eine

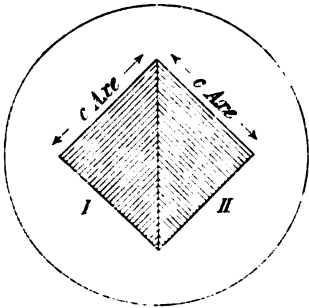


Fig. 508.

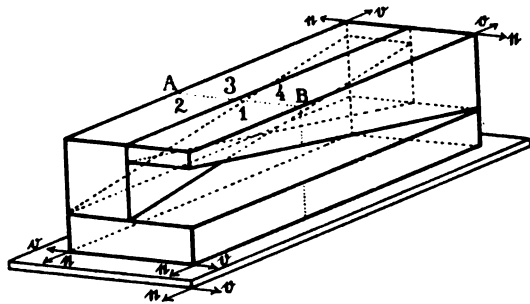


Fig. 509.

wahrnehmbare Änderung erfährt. In einem solchen Falle kann diese Vorrichtung, die sonst eigentlich zum Erkennen sehr schwacher Doppelbrechung erfunden wurde, auch zur Bestimmung von Auslöschungsschiefen dienen.

Wenn die Bravaissche Platte und ihre Varianten mit ihren empfindlichen Farben für Präparate von niedriger Interferenzfarbe geeignet sind, so kann der Königsbergersche dünne Glimmer mit seiner niedrigen Interferenzfarbe bei den Kristallplatten mit empfindlichen Farben Verwendung finden. Für beide Fälle ist der Wrightsche Doppelkombinationskeil (Quarzdoppelkeil)¹⁾ verwendbar, wie er in Fig. 509 abgebildet ist.

¹⁾ Am. Journ. 26. 1908. 370—371; Methods. 1911. 134—135. In diesen Arbeiten sind die beiden Keile mit ihren Schneiden gleichsinnig gelagert, aber in ihren optischen Orientierungen gekreuzt. Herr Wright hat aber schon seinerzeit den „Methods“ die Orientierung, wie in der obigen Figur 509, handschriftlich beigelegt, die von der gleichen Wirkung ist und auch die Fabrikation erleichtert.

Dieser besteht aus einer planparallelen Quarzplatte, die von zwei Quarzkeilen so überlagert ist, wie dies die Fig. 509, die auch die Orientierung der Vektoren enthält, angibt. Jeder Keil zeigt in der Mitte eine Stelle von der gleichen Dicke, wie die unten liegende Quarzplatte, wo also die Interferenzfarben aufgehoben sind, und daher ein schwarzer Mittelbalken in der Richtung AB verläuft. Von hier aus steigen die Farben nach beiden Seiten an. Und zwar steigt im Feld 1 des vorderen Keils diese Farbe unter dem Einfluß der größeren Dicke der Platte, in dem hinteren Keil im Feld 2 unter dem Einfluß der größeren Dicke des Keils, und umgekehrt in den Feldern 3 und 4. Wenn nun ein doppelbrechendes Blättchen in seinen Vektoren mit denen der Quarzplatte parallel liegt, wie in Fig. 509, so wirkt es wie eine Verdickung dieser Platte und verschiebt daher den schwarzen Mittelbalken und die Farben in dem vorderen Keil nach rechts, in dem hinteren Keil nach links. Ein Blättchen mit sehr geringem Gangunterschied wird sich eher an der Verschiebung der Farben, ein solches mit großem Gangunterschied an der Verschiebung des Mittelbalkens bemerkbar machen. Besonders deutlich werden diese Unterschiede in der Gegend des empfindlichen Violett wahrzunehmen sein, weil dort eine mehr rötliche Tönung neben eine mehr bläuliche und umgekehrt zu liegen kommt.

H. Soleil steigert die Empfindlichkeit bei der Einstellung an seinem Polarisationsapparat durch einen Doppelquarz, der aus zwei gleich dicken, parallel zur Basis geschnittenen und nebeneinander gekitteten Quarzplatten besteht, von denen die eine rechtsdrehend, die andere linksdrehend ist. Die Platten müssen genau gleich dick sein, was man dadurch erreicht, daß man das letzte Abschleifen und Polieren erst nach dem Zusammenkitten ausführt. Diese Platten haben bei Soleil eine Dicke von 3,75 mm und geben also die Farben der Biot-Kleinschen Platte mit dem Vorteil, daß die Änderungen durch ein eingeschaltetes doppelbrechendes Blättchen in den beiden Hälften im umgekehrten Sinn erfolgen¹⁾. Nach diesem Prinzip setzt E. Bertrand²⁾ seine vierfache Platte zusammen, so daß sich, wie in Fig. 510, stets eine rechte Platte mit zwei linken berührt, und diese Berührungen die Stelle des Okularfadenkreuzes vertreten. Er wählt aber eine Dicke nicht von 3,75 mm sondern von 2,50 mm und erreicht dann bei gekreuzten Nicols eine allen vier Sektoren vollkommen gleiche schwach bläuliche Färbung des Gesichtsfeldes, weil die Farben zwischen F und G mit der größten Intensität hindurchgehen (s. Tabelle S. 477) und die Farben nach dem roten und violetten Ende des Spektrums stark geschwächt werden. Ein Dickenunterschied von nur 5μ würde für die bei gekreuzten Nicols am stärksten

¹⁾ Die Soleilsche Doppelplatte wird zuweilen nach Arago benannt. C. R. 20. 1845. 1805—1808; 21. 1845. 426—430; 24. 1847. 973—975; 26. 1848. 162—168; 31. 1850. 248—250; siehe auch Landolt, Das optische Drehungsvermögen. 2. Aufl. 1898. 295.

²⁾ Z. X. 1. 1877. 69.

durchgehenden Lichtarten, die also dann um 90° gedreht werden, schon eine Rotationsänderung von $0,2^\circ$ entstehen lassen. Denn man findet folgende Werte:

Dicke	Drehung für blaues Licht von $463 \mu\mu$ ¹⁾
1 mm	36°
2,500 „	$90^\circ,0$
2,505 „	$90^\circ,2$

Nach Einschaltung eines doppelbrechenden Blättchens auf dem Mikroskopisch erscheinen im allgemeinen die gegenüberliegenden Sektoren der Platte gleich, die anliegenden verschieden gefärbt, und der gleiche Ton kehrt in allen Sektoren erst dann wieder, wenn die Vektoren im Blättchen parallel den Nicolhauptschnitten liegen. Die Einstellung auf den Parallelismus der Hauptschnitte im Blättchen und in den Nicols ist bei dieser Platte eine recht scharfe, zumal wenn man das Blättchen so weit dreht,

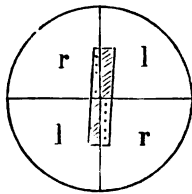


Fig. 510.

daß zuerst die rechten, dann die linken Sektoren der Platte ein deutlicheres Blau zeigen, und dann aus beiden Ablesungen das Mittel nimmt. Abweichungen aus der Parallelstellung des Blättchens erzeugen sofort verschiedene Färbung der Quarzsektoren, wie dies in Fig. 510 angedeutet ist. Dieses Bertrand'sche Okular liefert recht genaue stauroskopische Bestimmungen, soweit sie im weißen Licht ausgeführt werden dürfen. Zur Einstellung der Trennungslinien der Sektoren auf die Nicolhauptschnitte kann man sich des auf S. 470—471 erwähnten Anhydritpräparats bedienen. Die gleiche Färbung der Sektoren tritt nur dann ein, wenn die Kanten eines solchen Blättchens mit den gekreuzten Nicolhauptschnitten parallel laufen. Auf diese Lage der Spaltrisse des Anhydrits sind die Trennungslinien der Bertrand'schen Platte einzustellen.

124. Die Halbschattenvorrichtungen. Die Bestimmung der Auslöschungsschiefe durch Einstellen des betreffenden Kristalls auf Dunkelheit ist immer mit gewissen Schwierigkeiten oder Ungenauigkeiten verbunden, da man eine gewisse Dunkelheit nicht mit einer zur gleichen Zeit sichtbaren andern Dunkelheit vergleicht, sondern mit einer solchen, die

¹⁾ Durch graphische Interpolation aus den Drehungswinkeln des Quarzes für bekannte Lichtarten ermittelt.

schon vorher eingetreten war. Man vergleicht also den einen Eindruck, den man jetzt beobachtet, mit einem andern, der in der Erinnerung vorgekommen ist. Zur Erleichterung pflegt man die beiden Eindrücke durch schnelle Hin- und Herbewegung des Präparats bald aufeinander folgen zu lassen; das hat schon der erste Erfinder einer Halbschattenvorrichtung, John H. Jellet¹⁾ richtig hervorgehoben und von diesem Gesichtspunkt aus ein nach ihm benanntes Kalkspatpräparat hergestellt. Er nahm ein langgestrecktes Spaltungsstück von Kalkspat und ersetzte die kleinen Rhomboëder durch Schlißflächen, die senkrecht zur Längsausdehnung des Spaltungskörpers lagen. Alsdann wurde dieses von vier langen Spaltungsrhomboëderflächen und zwei kleinen künstlichen Flächen begrenzte Prisma der Länge nach so durchschnitten, daß die neue Schnittfläche nahezu, aber nicht genau, senkrecht auf dem optischen Hauptschnitt, also nahezu parallel zur langen Diagonale der Endflächen stand. Endlich wurde die eine Hälfte gegen die andere um 180° gedreht und das ganze verkittet. Die Abweichung des Schnittes von der Lage senkrecht zum Hauptschnitt betrug nur 2° — 3° . Zwischen gekreuzten Nicols zeigt dieses Jellertsche Präparat nur dann gleiche Beleuchtung der beiden Felder, wenn ihre Trennungslinie entweder in der 45° -Stellung zwischen den Nicols liegt oder einem Nicolhauptschnitt parallel läuft. In dem einen Fall haben wir sehr helle, in dem andern sehr dunkle Felder, die sich den Beleuchtungsverhältnissen bei dem Gipszwilling nach der Sommerfeldtschen und nach der Wrightschen Einstellung vergleichen lassen (s. S. 473—474). Auch hier ist die Dunkel- oder Halbschattenstellung besonders empfindlich gegenüber einer geringen Unsymmetrie in der Lage der Trennungslinie gegen einen Nicolhauptschnitt. Gerade die geringe Helligkeit der Gesichtsfelder befähigt das Auge wieder, sehr geringe Intensitätsunterschiede besser wahrzunehmen, als dies bei einem Übermaß von Licht möglich wäre. Ist die homogene Beleuchtung des Gesichtsfeldes hergestellt, so wird sie durch ein doppelbrechendes Blättchen, dessen Hauptschnitt von den Nicolhauptschnitten abweichen, empfindlich gestört.

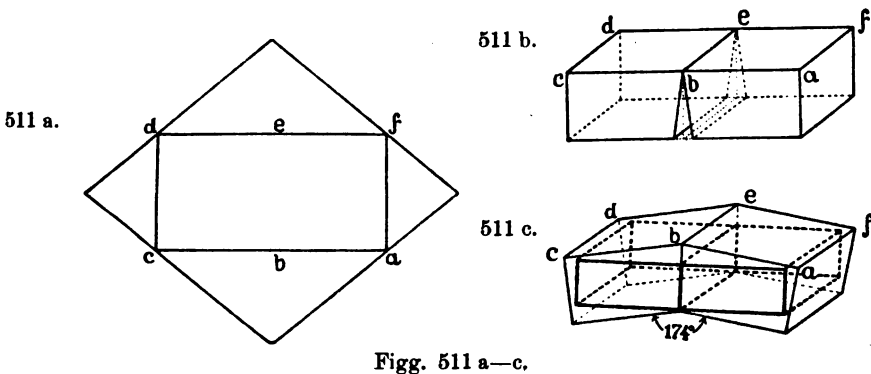
Eine im Prinzip ähnliche, aber in der Orientierung etwas andere Präparation hat L. Calderon²⁾ in der nach ihm benannten Platte vorgenommen. Er durchschneidet einen Kalkspatpaltungskörper zunächst senkrecht zu einer Rhomboëderfläche und parallel zu deren kurzen Diagonale *be* (Fig. 511 a), schleift von jedem Stück einen keilförmigen Teil von 3° ab (Fig. 511 b) und kittet sie nach der nötigen Politur wieder zusammen. Die aus- und einspringenden Winkel dieses künstlichen Zwillings werden beiderseits abgeschliffen und durch zwei parallele Flächen ersetzt (Fig. 511 c). Endlich wird eine solche Platte in die Bildebene des Okulars eingefügt, und die als feine Linie erscheinende Kitt-

¹⁾ Brit. Assoc. Rep. 30. 1860. 13; Nat. Hist. Review. 7. 1860. 503—505; Müller-Pouillet, Lehrb. 10. Aufl. 1909. II (Optik). 1013.

²⁾ Z. X. 2. 1878. 70.

fläche einem Nicolhauptschnitt genau parallel gestellt. Bei gekreuzten Nicols zeigen dann beide Hälften des Gesichtsfeldes gleiche Fastauslöschung (Halbschatten), die nach dem Einschalten eines doppelbrechenden Blättchens, dessen Hauptschnitte mit den Hauptschnitten der Nicols nicht übereinstimmen, gestört wird.

Eine ähnliche Zerschneidung wie an der Calderonschen Platte hat Cornu¹⁾ mit einem Nicolschen Prisma vorgenommen. Auch gibt es noch weitere Konstruktionen von Laurent und von Lippich-Landolt, die entweder überhaupt noch nicht in der Kristallogoptik oder nur vereinzelt angewandt werden, weshalb hier auf die ausführlichen Beschreibungen dieser Hilfsapparate in Landolts Werk über „Das optische Drehungsvermögen usw.“ 2. Aufl. Braunschweig 1898, S. 309 ff., verwiesen werden mag.



Figg. 511 a—c.

In weiterer Verfolgung der bei der Soleilschen Doppelplatte zur Ausführung gebrachten Idee hat G. Wiedemann einen zweifach doppelten Quarzkeil konstruiert²⁾, den man als eine Soleilsche Doppelplatte mit variabler Dicke bezeichnen kann. Hier liegen zwei rechtsdrehende und zwei linksdrehende Keile so über- und nebeneinander, wie dies in Fig. 512 gezeichnet ist. Die horizontalen Flächen laufen parallel der Basis. Die unteren beiden Keile können durch eine Mikrometerschraube verschoben werden, wodurch sich die Dicke der übereinanderliegenden Quarze ändert. In der Stellung der Fig. 512 ist sie überall dieselbe, nämlich $a_1 + b_1 = a_2 + b_2 = a_3 + b_3$. Bei Verschiebung des unteren Keils nach rechts ist sie auch wieder überall dieselbe, aber geringer und zwar $a_1 + b_0 = a_2 + b_1 = a_3 + b_2$. Dadurch kann man eine Drehung der Polarisationssebene für verschiedene Lichtarten in den beiden Hälften des Doppelkeils um nahezu 90° erreichen und dann bei dieser besonderen Lichtart eine Halbschattenwirkung beobachten.

¹⁾ Bull. Soc. Chim. (2). 14. 1870. 140.

²⁾ G. Wiedemann, Die Lehre v. d. Elektrizität. 2. Aufl. III. 1895. 1051 bis 1052.

Die Soleilsche Doppelplatte und der Wiedemannsche zweifache Doppelkeil sind beide von Macé de Lépinay in dünner Form vorgeschlagen worden¹⁾. An diesem Keil beträgt die Drehung nur $1\frac{1}{2}^\circ$ bis 3° .

H. Traube²⁾ hat eine Halbschattenplatte durch Nebeneinanderlegung von zwei $\frac{1}{4}\lambda$ -Glimmerblättchen konstruiert, deren Achsenebenen mit der Berührungskante je einen Winkel von $3\frac{1}{2}^\circ$ bilden (Fig. 513).

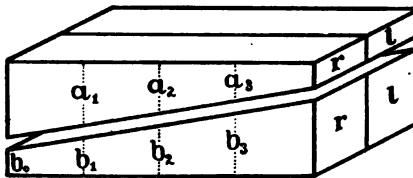


Fig. 512.

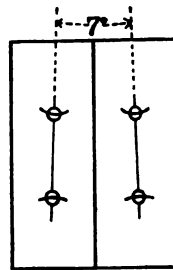


Fig. 513.

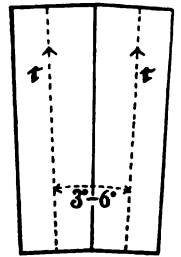


Fig. 514.

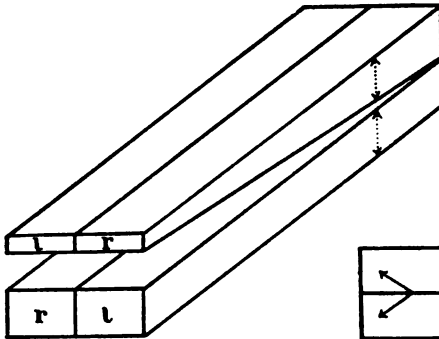


Fig. 515.

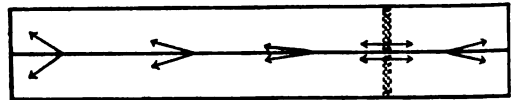


Fig. 516.

Diese Platte wird an die Stelle der Calderonschen in das Okular eingelegt, so daß man die Schnittfuge mit dem zu untersuchenden Präparat in gleicher Schärfe erblickt. F. E. Wright ersetzte den Glimmer durch Quarz, um die Trennungslinie exakter herstellen zu können. Bei dieser Wrightschen Quarzwillingsplatte³⁾ sind die beiden Teile parallel zur c -Achse geschliffen und um 3° – 6° abweichend orientiert, wie dies Fig. 514 zeigt. Diese Platte ist von derselben Wirkung, wie das Mittelfeld des Wrightschen Doppelkombinationskeils (s. o. S. 479)⁴⁾. Ähnlich der Änderung, die Macé de Lépinay an den Präparaten von Soleil

¹⁾ Journ. Phys. (2). 4. 1885. 267; ebenda (3). 9. 1900. 585–588; R. R. 131. 1900. 832–834.

²⁾ N. J. 1898. I. 251.

³⁾ Am. Journ. 26. 1908. 374.

⁴⁾ Methods. 1911. 136–137.

und Wiedemann vornahm, hat S. Nakamura¹⁾ die 4teilige Bertrand'sche Platte in dünner Form hergestellt, um sie als Halbschattenapparat zu verwenden.

Als bestes Beispiel einer Halbschattenvorrichtung sei schließlich die als Doppelquarzkeilplatte (nicht zu verwechseln mit dem Doppelkombinationskeil auf S. 479 bezeichnete Vorrichtung von F. E. Wright²⁾) erwähnt. Die Figur 515 zeigt diese Anordnung zweier Platten und zweier Keile aus Rechts- und Linksquarz. In der Nähe des rechten Endes müssen sich die Wirkungen aufheben, weil hier die beiden Platten und die beiden Keile in gleicher Dicke übereinander liegen. Von hier nach beiden Enden ändert sich die Schwingungsrichtung für gewisse Lichtarten, wie in Fig. 516 angegeben³⁾.

125. Genauigkeit der staurosopischen Methoden. Die Bestimmung der Auslöschungsschiefe hängt von der Art ab, wie sich die beiden Schenkel des Winkels der Auslöschung festlegen lassen. Bei geraden, langen Kanten und guten Spaltrissen kommt man für diesen Schenkel schon nach wenigen Einstellungswiederholungen zu einer Genauigkeit von einigen Bogenminuten. Bei der Festlegung des andern Schenkels, also der Auslöschungsrichtung, wird man den Prozeß der Dunkelstellung oder die Herbeiführung der homogenen Halbschattenbeleuchtung aber öfters (5—10mal) wiederholen. Über das Maß der erreichbaren Genauigkeit hat insbesondere M. Berek eingehende Studien veröffentlicht⁴⁾. Hiernach kann im mittleren Bereich des sichtbaren Spektrums und bei Benutzung eines wirksamen Spektralbereichs von nur 1—2 $\mu\mu$, eine Genauigkeit in der Ermittlung der Halbschattenlage erreicht werden, für die der wahrscheinliche Fehler einer Einstellung für eine das ganze Gesichtsfeld bedeckende Kristallplatte nur $\pm 0,5'$ bis $0,3'$ beträgt. Das ist eine etwa 20—30mal höhere Genauigkeit, als die oben S. 474 erwähnte, die von kleinen Bruchteilen eines Grades spricht. Sie kann ihre Nutzenwendung besonders dort finden, wo es sich um die Bestimmung der Dispersion der optischen Vektoren handelt. Bei solchen Messungen muß man aber, worauf wohl kaum besonders hinzuweisen ist, auf die Beleuchtung größte Sorgfalt verwenden, um eine wirkliche

¹⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1905. 267—279.

²⁾ Am. Journ. 26. 1908. 377—378; Zentralbl. f. Min. usw. 1911. 585—586; Methods. 1911. 139—141.

³⁾ Ein weiterer Halbschattenapparat wurde von F. E. Wright unter dem Titel „A new halfshade apparatus with variable sensibility“. Journ. Wash. Acad. Sc. 4. 1914. 309—313 beschrieben. Hierüber steht mir nur ein kurzes Referat in N. J. 1916. II. 9 zur Verfügung, wo es heißt: „Verf. beschreibt einen aus zwei planparallelen Glasplatten bestehenden Halbschattenapparat, der im Tubus des Mikroskops angebracht wird. Dieser Apparat eignet sich, Auslöschungswinkel zu messen und führt zu Resultaten, welche fast ebenso genau sind als die, welche man mit Verfassers Biquarzkeil erhält.“

⁴⁾ N. J. B. B. 33. 1912. 583—661; 35. 1913. 221—240. Annalen der Physik. 58. 1919. 165—198.

Homogenität des Gesichtsfeldes zu erreichen. Auch ist wieder darauf zu achten, daß alle zwischen den Polarisatoren liegenden Linsen frei von Doppelbrechung sind. Die nachstehende Tabelle gibt über das Maß der zu erreichenden Genauigkeit Aufschluß.

Empfindlichkeit in der Ermittlung einer Auslöschungsrichtung nach M. Berek.

a = Einstellung auf größte Dunkelheit.

b = Stauroskopische Bestimmung (senkrecht zur optischen Achse geschnittene Kalkspatplatte zwischen Objektiv und Okular).

c = Okular nach L. Calderon.

d = Okular nach E. Bertrand.

e = Quarzwillingsplatte nach F. E. Wright.

f = Quarzdoppelplatte nach S. Nakamura.

g = Doppelquarzkeilplatte nach F. E. Wright.

h = Halbschattenpolarisator nach Lippich-Landolt mit dreiteiligem Gesichtsfeld.

P = Polarisator. A = Analysator.

K = Kristallplatte. M = Mikroskop.

H = Halbschattenvorrichtung.

Wirksamer Spektralbereich = $1,5 \mu\mu$.

Methode	Anordnung in der Apparatur	Lineare Vergrößerung	Wahrscheinlicher Fehler einer Einstellung		
			Lichtart		
			444 $\mu\mu$	548 $\mu\mu$	667 $\mu\mu$
a	PKAM	8	6',0	4',1	40'
	PKMA	8	9',3	7',5	100'
	desgl.	35	27'	22'	—
b	"	60	60'	37'	—
	PKMA	8	15'	12'	50'
	desgl.	35	36'	20'	—
c	"	60	40'	26'	—
	PKMA	25	8'	6',7	120'
	d	PKMA	25	4',9	10'
e	PHKAM	8	3',1	5',3	24'
	PHKMA	8	6',9	6',1	24'
	desgl.	35	—	24'	—
f	"	60	—	60'	—
	PHKAM	8	2',3	0',9	—
	PHKMA	8	2',9	1',5	—
g	desgl.	35	—	20'	—
	"	60	—	—	—
	PHKAM	8	1',5	0',5	11'
h	PHKMA	8	2',1	1',1	17'
	desgl.	35	4',0	2',2	25'
	"	60	6',8	4',2	—
h	PKAM	2	2',0	0',7	13'

126. Berechnung der Auslöschungsschiefe aus der Lage der optischen Achsen. In der Einleitung zu diesem Abschnitt (s. § 119. S. 466) wurde auf die Bedeutung der Auslöschungsschiefe zur Bestimmung der Lage der optischen Vektoren im Kristall und damit zur Festlegung der Systeme hingewiesen. Die Verwendung einer solchen Messung ist aber nicht in dem Sinne zu verstehen, daß eine einzige Auslöschungsschiefe auf einer beliebigen Fläche ein Bild von der optischen Orientierung gäbe, vielmehr muß man mit den Auslöschungsverhältnissen auf den Flächen und Zonen eines Minerals tatsächlich vertraut sein, um eine einzelne Bestimmung verwerten zu können. Zur Einführung in diese schon 1877 von A. M i c h e l-

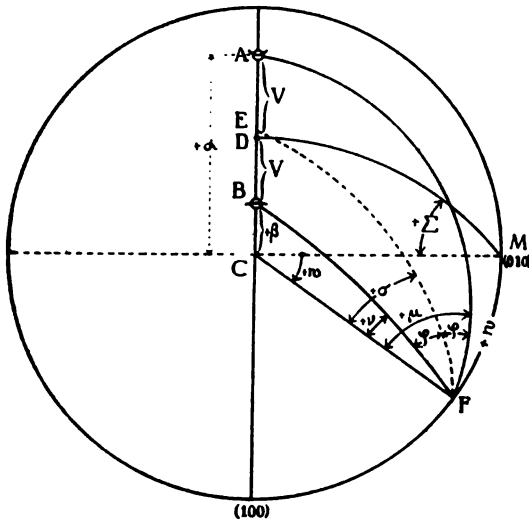


Fig. 517.

Lévy in ihrer Wichtigkeit erkannten Materie mögen einige Fälle im monoklinen und triklinen System näher betrachtet werden, und zwar:

1. Auslöschungsschiefe in der Prismenzone eines monoklinen Kristalls bei symmetrischer Achsenlage.
2. Auslöschungsschiefe in der Prismenzone eines monoklinen Kristalls bei normalsymmetrischer Achsenlage.
3. Auslöschungsschiefe bei triklinen Kristallen.

1. Auslöschungsschiefe in der Prismenzone eines monoklinen Kristalls bei symmetrischer Achsenlage, also bei einer optischen Orientierung, wie bei geneigter Dispersion (Fall 1 in § 61). *A* und *B* in Fig. 517 seien die in der Symmetrieebene und im Abstand α und β vom Zentrum liegenden optischen Achsen. *D* sei die Bisektrix, Σ die Auslöschungsschiefe auf (010) gegen die Prismenkante und $2V$ der Winkel der optischen Achsen. Bezeichnet man ferner mit σ die Auslöschungsschiefe auf einer Fläche *F* der Prismenzone, die den Winkel ω mit der Längsfläche (010) bildet, so berechnet sich dieses σ folgendermaßen. Der

Bogen FE , der in seiner Tangente im Punkt F die Auslöschungsrichtung festlegt, halbiert nach der *Fresnel*schen Konstruktion (s. § 33) den Winkel AFB ($\varphi = \varphi$), daher ist nach Fig. 517

$$\sigma = \mu - \varphi; \quad \sigma = \nu + \varphi; \quad \sigma = \frac{\mu + \nu}{2}. \quad (1), (2), (3)$$

Ferner ist

	gegeben		gesucht	
in Dreieck FCA	FC = R CA = $\alpha = \Sigma + V$ FCA = R + w	tg $\mu = \cos w \cdot \text{tg } \alpha$	$\sigma = \frac{\mu + \nu}{2},$ oder $\text{tg } 2\sigma = \frac{\cos w (\text{tg } \alpha + \text{tg } \beta)}{1 - \cos^2 w \cdot \text{tg } \alpha \cdot \text{tg } \beta},$ (4) wo $\alpha = \Sigma + V, \beta = \Sigma - V.$	(3)
in Dreieck FCB	FC = R CB = $\beta = \Sigma - V$ FCB = R + w			

Diese Formeln (3) oder (4) gelten für ω von 0° bis 90° , also für eine Wanderung der Fläche F von (010) bis (100). Bei der Ausrechnung muß auf das Vorzeichen der Winkel α und β und des davon abhängigen Winkels Σ geachtet werden. Diese Winkel sollen in dem hinteren Teil der stereographischen Projektion der Figur 517 positiv und in dem vorderen Teil negativ gezählt werden. Der Winkel ω kann dagegen immer als positiv angesehen werden, weil er sich nur auf den einen Quadranten vorne rechts zu beziehen braucht, und weil sich eine Ausdehnung der Betrachtung auf die Nachbaroktanten durch die Symmetrieverhältnisse erübrigt. Auch der Winkel V werde immer als positive Größe betrachtet. Die Ausrechnung geschieht am schnellsten nach der expliziten Formel (3) und nicht nach der impliziten Formel (4), die aber dann bei der Diskussion des Maximums (s. weiter unten) Verwendung findet. So ergeben sich Auslöschungsschiefen σ für einige Werte von V und Σ , wie sie nach folgendem Schema 20fach kombiniert werden können. Hiernach führt eine Auslöschungsschiefe $\Sigma = 30^\circ$, kombiniert mit einem Achsenwinkel $V = 45^\circ$, durch die Formel (3) oder (4) zur Kurve 7 (Fig. 519), indem man der Reihe nach verschiedene Werte, wie $10^\circ, 20^\circ$ usw., für w einsetzt.

	$\Sigma = 10^\circ$	$\Sigma = 20^\circ$	$\Sigma = 30^\circ$	$\Sigma = 45^\circ$
V	K u r v e			
35°	1	2	3	4
45°	5	6	7	8
55°	9	10	11	12
65°	13	14	15	16
75°	17	18	19	20

Man sieht an diesen Kurven, wie sie in den Figuren 518 bis 522 gezeichnet sind, daß die Auslöschungsschiefe auf (100), bis auf den Fall 8, den Wert 0 erreicht, und daß in den meisten Fällen die maximalen Werte auf der Längsfläche (010) liegen, während bei gewisser Größe von Σ und V auch ein Maximum auf einer Prismenfläche, wie bei den Kurven 9, 10, 11, 13, 14, 17, eintreten kann. Zur Klärung dieser Verhältnisse bildet man den ersten Differentialquotienten von σ nach ω und setzt ihn gleich Null. Hierzu eignet sich, wie oben schon bemerkt, die Gleichung (4) mit den Variablen ω und σ und den Konstanten α und β . Diese Gleichung lautet in etwas anderer Form

$$\cotg 2\sigma = \frac{1}{\cos w (tg \alpha + tg \beta)} - \frac{\cos w \cdot tg \alpha \cdot tg \beta}{tg \alpha + tg \beta};$$

$$2\sigma = \text{arc cotg} \left[\frac{1}{\cos w (tg \alpha + tg \beta)} - \frac{\cos w \cdot tg \alpha \cdot tg \beta}{tg \alpha + tg \beta} \right] = \text{arc cotg} [y].$$

Durch Differentiation wird hieraus

$$\frac{d 2\sigma}{d w} = \frac{d \text{arc cotg } y}{d y} \cdot \frac{d y}{d w} = - \frac{1}{1 + y^2} \cdot \frac{d y}{d w},$$

wo

$$\frac{d y}{d w} = \frac{\sin w (tg \alpha + tg \beta)}{\cos^2 w (tg \alpha + tg \beta)^2} - \frac{(tg \alpha + tg \beta) (-\sin w \cdot tg \alpha \cdot tg \beta)}{(tg \alpha + tg \beta)^2},$$

$$\frac{d y}{d w} = \frac{\sin w}{\cos^2 w (tg \alpha + tg \beta)} + \frac{\sin w \cdot tg \alpha \cdot tg \beta}{tg \alpha + tg \beta},$$

und also

$$\frac{d 2\sigma}{d w} = - \frac{\sin w \left(\frac{1}{\cos^2 w (tg \alpha + tg \beta)} + \frac{tg \alpha \cdot tg \beta}{tg \alpha + tg \beta} \right)}{1 + \left(\frac{1}{\cos w (tg \alpha + tg \beta)} - \frac{\cos w \cdot tg \alpha \cdot tg \beta}{tg \alpha + tg \beta} \right)^2}.$$

Damit die rechte Seite den Wert Null erreicht, muß entweder der Zähler gleich null oder der Nenner gleich unendlich werden. Der Nenner kann nicht unendlich werden, weil dazu α und β gleichzeitig null werden müßten, was nur bei einem optisch einachsigen Mineral mit bekanntlich gerader Auslöschung auf der ganzen Prismenzone eintritt. Setzt man aber den Zähler gleich null, so erhält man für w die Gleichung

$$\cos w = + \sqrt{\frac{-1}{tg \alpha \cdot tg \beta}} = + \sqrt{\frac{-1}{tg (\Sigma + V) \cdot tg (\Sigma - V)}}. \quad (5)$$

Diese Formel führt nur zu reellen Werten von $\cos w$, wenn der Nenner der Wurzel zwischen -1 und $-\infty$ liegt. In allen andern Fällen der Wertekombinationen aus Σ und V gibt es auf keiner Prismenfläche eine maximale Auslöschungsschiefe sondern nur auf der Längsfläche (010). Diese Bedingung für den Nenner kann man in zwei Bedingungen

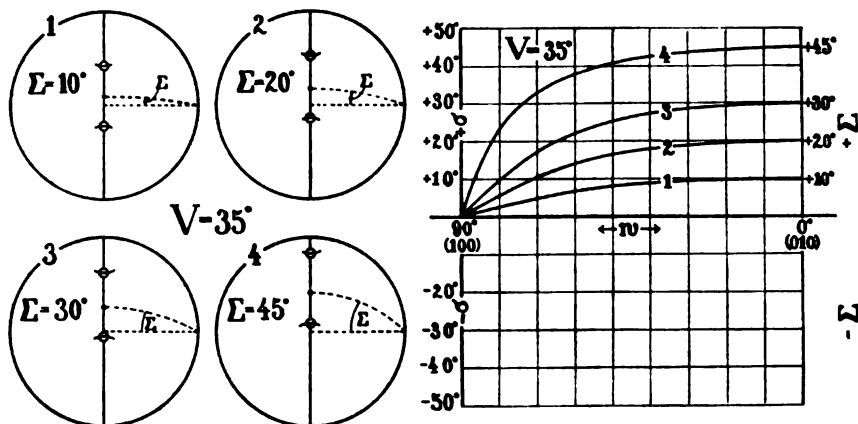


Fig. 518.

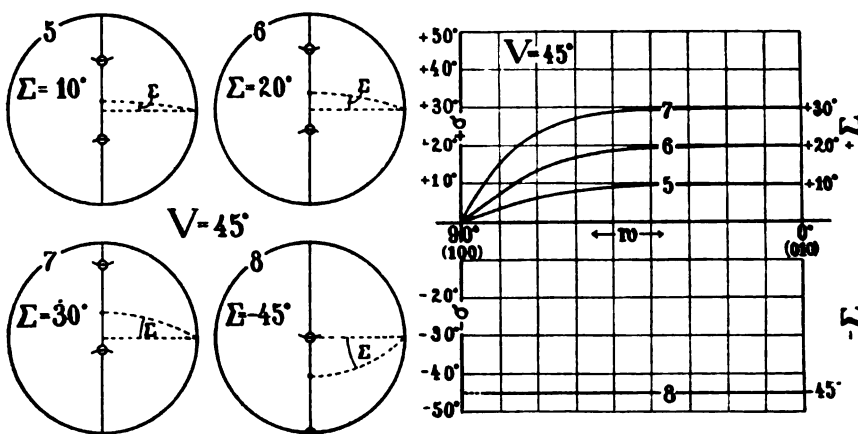


Fig. 519.

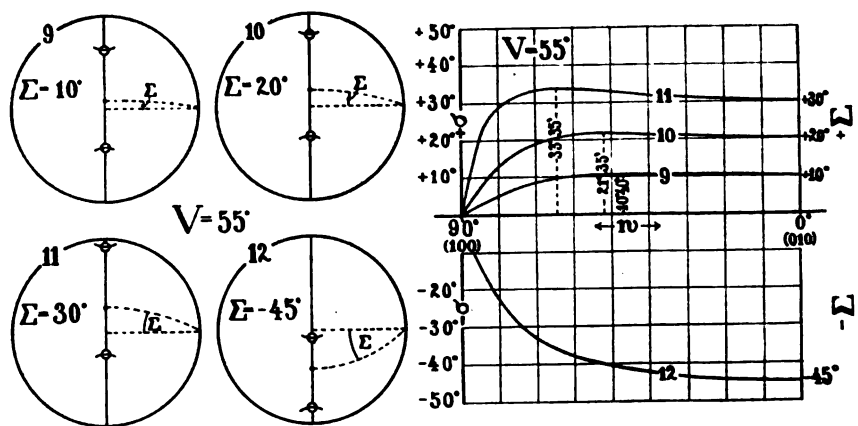


Fig. 520.

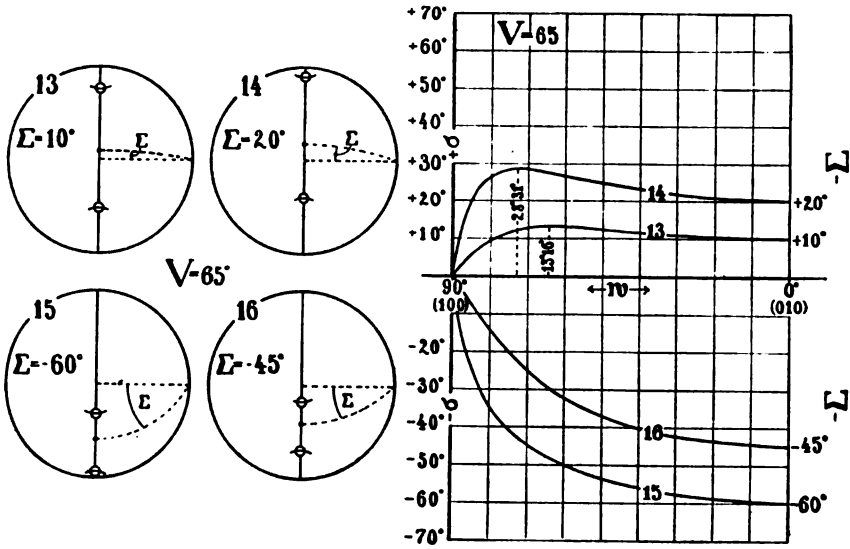


Fig. 521.

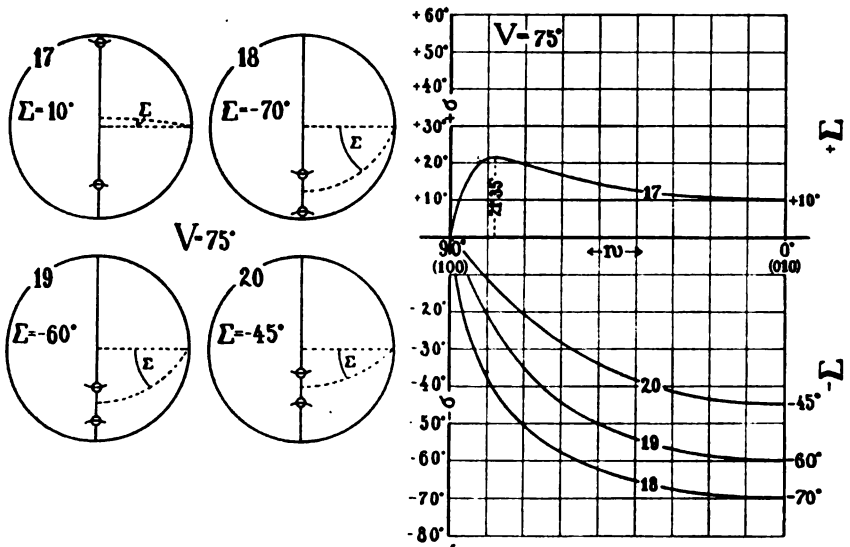


Fig. 522.

trennen: Erstens muß das Produkt der Tangenten negativ sein. Zweitens muß dieser negative Wert unterhalb -1 liegen, d. h. absolut > 1 sein. Für die erste Teilbedingung muß, da im allgemeinen Σ zwischen -90° und $+90^\circ$ und V zwischen 0° und $+90^\circ$ liegt, bei negativem Σ -Wert der absolute Wert von Σ größer als V , und umgekehrt bei

positivem Σ -Wert der absolute Wert von Σ kleiner als V sein. Für die zweite Teilbedingung muß der eine Tangentwert die Einheit mindestens um so viel übersteigen, als der andere sie unterbietet; wenn daher der eine Winkel $\Sigma + V$ die Größe a hat, so kann der andere höchstens bis auf $R - a$ steigen.

Für den Fall einer maximalen Auslöschungsschiefe auf einer Prismenfläche kann noch die Frage auftauchen, auf welcher Prismenfläche denn die gleiche Auslöschungsschiefe wie auf (010) entsteht. Dieser Fall ist von R. A. D a l y (l. c. 1899) und F. E. W r i g h t (l. c. 1911, S. 193), wenn auch in den Bedingungen nicht hinreichend, behandelt worden. Für die Auslöschungsschiefe auf (010), also für den Wert $w = 0$, geht σ in Σ über, sodaß hierfür die Formel (4) lautet

$$\operatorname{tg} 2 \Sigma = \frac{\operatorname{tg} a + \operatorname{tg} \beta}{1 - \operatorname{tg} a \cdot \operatorname{tg} \beta}. \quad (6)$$

Wenn nun auch noch für einen von Null verschiedenen Wert von $\omega = \Sigma$ werden soll, so müssen die rechten Seiten der Gleichungen (4) und (6) einander gleichgesetzt werden können. Man erhält zunächst

$$\frac{\cos w (\operatorname{tg} a + \operatorname{tg} \beta)}{1 - \cos^2 w \cdot \operatorname{tg} a \cdot \operatorname{tg} \beta} = \frac{\operatorname{tg} a + \operatorname{tg} \beta}{1 - \operatorname{tg} a \cdot \operatorname{tg} \beta}$$

oder

$$\cos w = -\operatorname{cotg} a \cdot \operatorname{cotg} \beta. \quad (7)$$

Will man hier auch an Stelle a und β die Werte V und Σ einführen, so ist es zweckmäßig anstatt ω den halben Winkel zu setzen, nämlich den bekannten Ausdruck zu benutzen

$$\operatorname{tg}^2 \frac{w}{2} = \frac{1 - \cos w}{1 + \cos w},$$

woraus man durch Einsetzung der Werte von $\cos w$ aus (7) erhält

$$\operatorname{tg}^2 \frac{w}{2} = -\frac{\cos 2 V}{\cos 2 \Sigma}. \quad (8)$$

Diese Formel gibt nur dann reelle Werte, wenn entweder 2Σ oder $2 V$ größer als 90° wird. Diese Bedingung ist notwendig. Als hinreichende Bedingung kommt aber noch die auf Formel (5) S. 489 sich beziehende hinzu, wonach nicht nur entweder $\Sigma + V$ oder $\Sigma - V$ negativ sein soll, sondern auch das Produkt ihrer Tangenten zwischen -1 und $-\infty$ liegen muß. So können für einige Wertekombinationen von V zwischen 10° und 90° , sowie von Σ zwischen 10° und 90° , wie sie in nachstehender Tabelle geordnet sind, nur in 16 Fällen Auslöschungsschiefen auf Prismenflächen auftreten, die ebenso groß sind, wie die auf der Fläche (010).

	$\Sigma = 10^\circ$	$\Sigma = 20^\circ$	$\Sigma = 30^\circ$	$\Sigma = 40^\circ$	$\Sigma = 50^\circ$	$\Sigma = 60^\circ$	$\Sigma = 70^\circ$	$\Sigma = 80^\circ$	$\Sigma = 90^\circ$
V	w								
10°	—	—	—	—	—	—	—	—	80° 13'
20°	—	—	—	—	—	—	—	84° 9'	82° 23'
30°	—	—	—	—	—	—	77° 52'	72° 13'	70° 32'
40°	—	—	—	—	—	61° 1'	50° 55'	46° 31'	45° 15'
50°	20° 56'	25° 33'	38° 18'	—	—	—	—	—	—
60°	56° 2'	66° 18'	—	—	—	—	—	—	—
70°	78° 22'	—	—	—	—	—	—	—	—
80°	—	—	—	—	—	—	—	—	—
90°	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Ein eigentümlicher Fall tritt ein, wenn wie in Fig. 519 (Fall 8), die eine optische Achse in der Prismenachse und die andere senkrecht zu (100) verläuft. Hier zeigt die ganze Prismenzone dieselbe Auslöschungsschiefe von $\sigma = \Sigma = -45^\circ$ (oder $\sigma = \Sigma = +45^\circ$ für den andern Vektor). Die Formel (5) führt zu dem gleichen konstanten Wert; denn es ist für Fig. 519, Fall 8, $\Sigma = -45^\circ$ und $V = 45^\circ$ oder nach (1) und (2) für $\alpha = 0^\circ$, $\beta = -90^\circ$

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} 2 \sigma &= \frac{\cos w (\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{tg} \beta)}{1 - \cos^2 w \operatorname{tg} \alpha \cdot \operatorname{tg} \beta} = \frac{\cos w (\operatorname{tg} 0^\circ - \operatorname{tg} 90^\circ)}{1 + \cos^2 w \cdot \operatorname{tg} 0^\circ \cdot \operatorname{tg} 90^\circ} \\ &= -\frac{\cos w \cdot \infty}{1 + \cos^2 w \cdot 0 \cdot \infty} = -\frac{1}{\cos w \cdot 0} = -\infty, \\ &\sigma = -45^\circ \end{aligned}$$

Nur für die Nachbarschaft von (100) wird der Wert unbestimmt; eine Platte senkrecht zu einer optischen Achse hat ja keine bestimmte Auslöschungsrichtung.

2. Auslöschungsschiefe in der Prismenzone eines monoklinen Kristalls bei normalsymmetrischer Achsenlage also bei einer optischen Orientierung wie bei horizontaler oder bei gekreuzter Dispersion (Fall 2 oder 3 in § 61). In Fig. 523 seien A und B die optischen Achsen, deren Lagen durch Länge λ und Polabstand ϱ , sowie durch die Symmetrie bestimmt sind. Die Fresnel'sche Konstruktion ist wieder durch die Winkel $\varphi = \varphi$ angedeutet, auch ist im übrigen die Bedeutung der Buchstaben Σ , σ , V , ω , μ und ν dieselbe wie in Fig. 517. Aus Fig. 523 folgt für den gesuchten Winkel σ

$$\sigma = \mu - \varrho; \quad \sigma = -\nu + \varphi; \quad \sigma = \frac{\mu - \nu}{2}. \quad (9), (10), (11)$$

Ferner ist in den rechtseitigen Dreiecken FAC und FBC

$$\operatorname{tg} \mu = \sin [2R - (w + \lambda)] \cdot \operatorname{tg} \varrho, \quad (12)$$

$$\operatorname{tg} \nu = \sin [w - \lambda] \cdot \operatorname{tg} \varrho, \quad (13)$$

wo aus dem rechtseitigen Dreieck MBC folgt

$$\operatorname{tg} \lambda = \operatorname{ctg} V \sin \Sigma, \tag{14}$$

$$\cos \varrho = \cos V \cos \Sigma. \tag{15}$$

Für 12 Wertekombinationen von V und Σ , wie sie nach folgendem Schema ausgewählt wurden,

	$\Sigma = 10^\circ$	$\Sigma = 20^\circ$	$\Sigma = 30^\circ$	$\Sigma = 45^\circ$
V	K u r v e			
35°	1	2	3	4
55°	5	6	7	8
75°	9	10	11	12

berechnen sich nach den Formeln (11) bis (15) die in Fig. 524 bis Fig. 526 gezeichneten Kurven. Man sieht zunächst, daß bei dieser normalsymmetrischen Orientierung der Achsenebene die maximale Auslöschung in der Prismenzone immer erst auf der Längsfläche eintritt. Hiervon

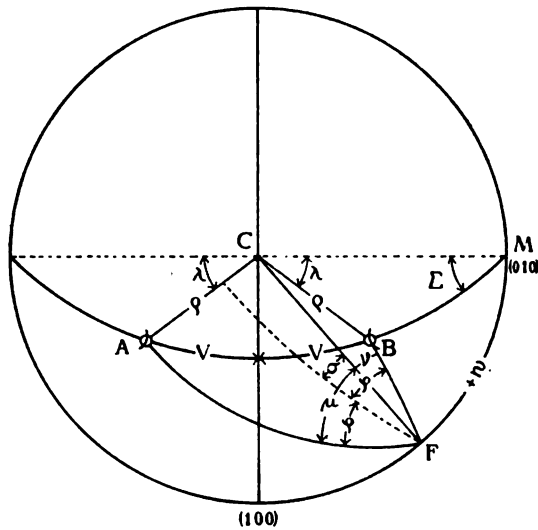


Fig. 523.

kann man sich auch leicht mit Hilfe des Wulffschen Netzes überzeugen, wenn man das Pauspapier mit der stereographischen Projektion der optischen Achsen in der richtigen normalsymmetrischen Lage vor dem Beschauer festhält und das Wulffsche Netz mit seinen Polen (in denen die Meridiane zusammenlaufen) von (010) nach (100) laufen läßt. Man erkennt dann sofort, daß unter der einen optischen Achse mehr

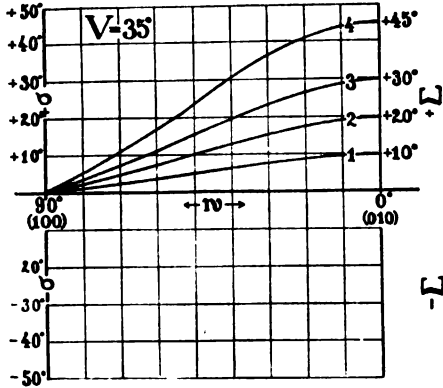
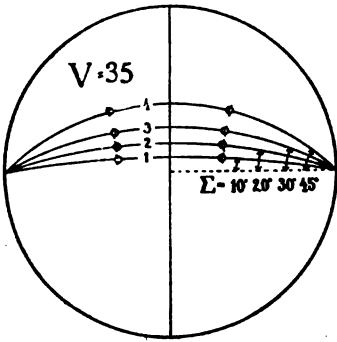


Fig. 524.

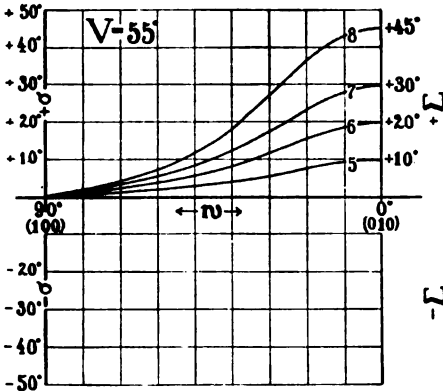
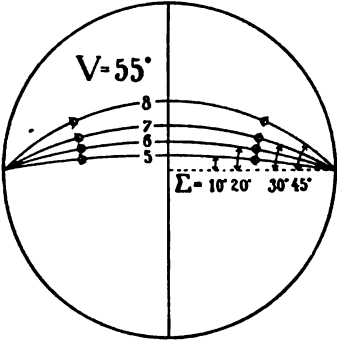


Fig. 525.

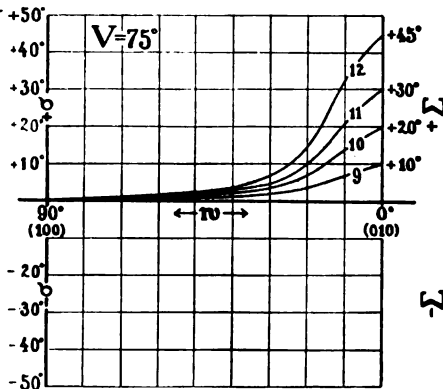
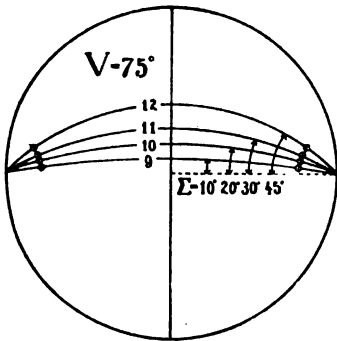


Fig. 526.

Meridiane hingewandert sind als unter der andern, und daß der Fresnel'sche Halbierungsmeridian immer kleinere Winkel mit dem von ω nach dem Zentrum C gehenden Radius bildet, daß sich also die Auslöschungsschiefe stets verkleinert. Dies gilt allgemein für alle Werte von V und Σ . Ferner sieht man aus dem Verlauf der Kurven, daß ihnen allen schon bei geringem Abstand der Prismenfläche von der Längsfläche ein viel steilerer Abfall eigentümlich ist als den Kurven bei der symmetrischen Achsenlage. Man muß also bei der normalsymmetrischen Achsenlage die Fläche (010) viel sorgfältiger herstellen, um den maximalen Wert Σ richtig zu beobachten.

3. Bei triklinen Kristallen kann man ebenfalls aus der Lage der optischen Achsen die Auslöschungsschiefe auf jeder Fläche berechnen. In Fig. 527 sind die optischen Achsen des Anorthits auf eine senkrecht zur Prismenzone (100). (010) liegende Fläche projiziert. Die Zeichenebene

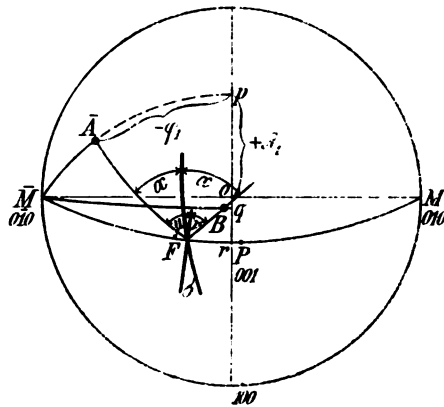


Fig. 527.

hat also bei richtiger Stellung des Kristalls eine horizontale Lage. Die mit kleinen Kreisen versehenen Punkte \bar{A} und B sind die Durchstichpunkte der optischen Achsen, und F ist eine Fläche der Zone (010). (001). auf der die Auslöschungsschiefe gegen die Spaltrisse nach M (010) also gegen die Spur von M auf F ermittelt werden soll. Die Position der drei Punkte \bar{A} , B und F seien durch die Längen λ und die Breiten φ mit den Vorzeichen, wie sie in Fig. 527 angegeben sind, festgelegt, und zwar sei für die

- A Achse : $A p = \varphi_1 (-)$; $o p = \lambda_1 (+)$
- B Achse : $B q = \varphi_2 (-)$; $o q = \lambda_2 (-)$
- F Fläche: $F r = \varphi_3 (-)$; $o r = \lambda_3 (-)$.

Der stark ausgezogene Bogen gibt in seiner (hier nicht gezeichneten) Tangente im Punkt F die Auslöschungsrichtung auf der Fläche F an. Die auf dem Bogen MFM in F senkrecht stehende dicke gerade Linie zeigt

die Richtung der Spaltrisse nach M auf F . Zur Erläuterung diene Fig. 528, wo die Kleinkreise um (010) die Spaltflächen nach \bar{M} angeben. Die Spur einer solchen Spaltfläche K auf der Fläche F , auf der die Auslöschungsschiefe bestimmt werden soll, ist die Tangente an den Kleinkreis durch F . Da aber die Kleinkreise der trigonometrischen Rechnung sich nicht fügen, muß man diese Kleinkreistangenten als Großkreistangenten auffassen und den zugehörigen Großkreis konstruieren. Dieser Großkreis G_1 berührt den Kleinkreis K in F und steht wie dieser senkrecht auf dem Großkreis G_2 . Man hat daher nur zu G_2 den Pol zu konstruieren

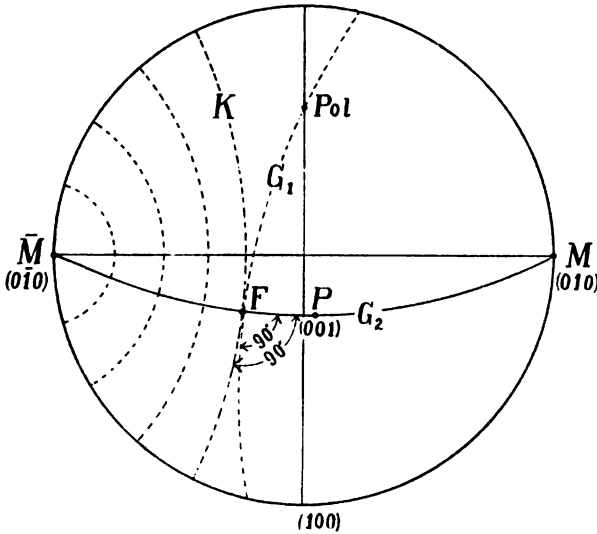


Fig. 528.

und durch ihn den Großkreis G_1 zu legen. In Fig. 527 ist die Fresnel'sche Konstruktion durch die Halbierung $\alpha = a$ angedeutet. Demnach ist, wenn σ wieder die zu berechnende Auslöschungsschiefe sein soll,

$$\sigma = \mu - a, \quad \sigma = -\nu + a, \quad \sigma = \frac{\mu - \nu}{2}.$$

μ und ν lassen sich aus den schiefwinkligen Dreiecken $\bar{M}\bar{A}F$ und $M\bar{B}F$ finden, in denen je zwei Seiten und der eingeschlossene Winkel gegeben sind, nämlich

$$\begin{array}{l} \text{in } \left. \begin{array}{l} \bar{M}\bar{A} = R - \varphi_1; \\ \bar{M}F = R - \varphi_3; \\ \bar{M}\bar{A}F \end{array} \right\} \begin{array}{l} \bar{A}\bar{M}F = \lambda_1 + \lambda_3; \end{array} \quad \text{in } \left. \begin{array}{l} \bar{M}B = R - \varphi_2; \\ \bar{M}F = R - \varphi_3; \\ \bar{M}BF \end{array} \right\} \begin{array}{l} B\bar{M}F = \lambda_3 - \lambda_2. \end{array}$$

Es ist $\bar{M}F\bar{A} = R - \mu$ und $\bar{M}FB = R + \nu$ und demnach

$$2\sigma = 2R - (\bar{M}F\bar{A} + \bar{M}FB).$$

Vierter Abschnitt.

Universalmethode von Fedorow.

127. Literatur. Aus der umfangreichen Literatur, die sich mit der Fedorowschen Universalmethode beschäftigt, sind zunächst die Arbeiten des Urhebers zu nennen und zwar:

- 1893/1894. E. v. Fedorow, Universal-(Theodolit-)Methode in der Mineralogie und Petrographie. I. Teil: Universalgoniometrische Untersuchungen. Anhang: Elemente der Gestaltenlehre; Analytisch-Kristallographische Studien. Z. X. **21.** 574—714. II. Teil: Kristalloptische Untersuchungen. Z. X. **22.** 229—268.
1895. Derselbe, Zur Bestimmung der Feldspäte und des Quarzes in Dünnschliffen. Z. X. **24.** 130—132.
1895. Derselbe, Die einfachste Form des Universalstischchens. Z. X. **24.** 602—603.
1895. Derselbe, Einfaches Verfahren zur Bestimmung des absoluten optischen Zeichens eines unregelmäßigen Mineralkörnchens in Dünnschliffen. Z. X. **24.** 603—605.
1896. Derselbe, Die zu den optischen Achsen normalen Schnitte der Plagioklasse. Z. X. **25.** 94—95.
1896. Derselbe, Optische Mitteilungen. 1. Über einen Glimmerkomparator. 2. Noch ein Schritt in der Anwendung der Universalmethode zu optischen Studien. Z. X. **25.** 349—356.
1896. Derselbe, Universalmethode und Feldspatstudien. I. Methodische Verfahren sowie Anhang: Kalibrierung der Glimmerkomparatoren; Optische Bestimmung eines Plagioklases, dessen eine optische Achse außer dem Gesichtsfeld liegt; Optische Bestimmung eines Labradorzwillings, geschliffen nach der Fläche (010); Optische Bestimmung des Elaeoliths; Optische Bestimmung des Quarzes; Optische Bestimmung des Anorthits. Z. X. **26.** 225—261.
1897. Derselbe, Universalmethode und Feldspatstudien. II. Feldspatstudien. Z. X. **27.** 337—398.
1898. Derselbe, Universalmethode und Feldspatstudien. III. Die Feldspäte des Bogoslowskschen Bergreviers. Z. X. **29.** 604—658.
1899. Derselbe, Konstatierung der optischen Anomalien in Plagioklassen. Z. X. **31.** 579—582.
1900. Derselbe, Mikroskopische Bestimmung des Periklingesetzes. Z. X. **32.** 246 bis 249.
1900. Derselbe, Ein extremer Fall in dem Schalenbau der Plagioklasse. Z. X. **33.** 127—132.
1903. Derselbe, Die letzten Fortschritte in den universaloptischen Untersuchungen. Anwendung auf die Feldspäte. Verhandl. K. russ. Min. Ges. **40.** 1903. 211 bis 220. Ref. Z. X. **39.** 605—606.

Ferner sind einige Arbeiten der Mitarbeiter und Schüler Fedorows und jener Autoren, die seine Methode referierend behandeln, zu erwähnen.

1900. W. W. Nikitin, Beitrag zur Universalmethode. Zur Bestimmung der Doppelbrechung. Z. X. **33.** 133—146.
1901. E. D. Stratanowitsch, Bestimmung der Plagioklasse nach der neuesten Methode von Fedorow. Verh. K. russ. Min. Ges. St. Petersburg (2), **37.** 1899. 159—247. Auszug in Z. X. **34.** 694—697 und Tafel X.

1910. W. W. Nikitin, Halbsphäroid zur graphischen Lösung bei Anwendung der Universalmethode. Z. X. 47. 379—381.
1910. M. A. Ussof, Universal-Optische Methoden. Tomsk. 1910. 142 S. und 10 Tafeln, worunter die 10. Tafel wegen der optischen Orientierung der Feldspäte nach 12 Zwillingsgesetzen wichtig (russisch).
1912. L. Duparc und R. Sabot, Les méthodes de Fedorow. Archives Sc. phys. nat., Genf. 34. 15 S.
1914. W. W. Nikitin, La méthode universelle de Fedoroff. Franz. Übersetzung des russischen Originals von L. Duparc und V. de Dervies. Bd. I. 1 bis 274. Bd. II. 275—516 und Atlas mit 8 Tafeln. Genf—Paris—Lüttich. 1914.
1917. H. Sigg und G. Favre, Quelques courbes nouvelles pour la détermination des feldspats par la méthode de Fédoroff. Bull. Soc. Vaud. Sc. nat. 51. 341 bis 380.
1918. H. Sigg und E. Carrasco, Mâcles de Manebach, Ala et complexe, Bull. Soc. Vaud. Sc. nat. 52. 219—232.
1918. R. Sabot, La méthode de Fédoroff et son application à la détermination des feldspats. Soc. phys. hist. nat. Genf. 35. 72—76.
1920. R. Sabot, La technique de Fédoroff. — Simplifications au cours du travail et des reports. Soc. phys. hist. nat. Genf. 37. 51—58.

Während der Drucklegung der folgenden Paragraphen 128—132 erschien eine größere Abhandlung von

1923. L. Duparc und M. Reinhard, Les méthodes de Fédorof et leur application à la détermination des plagioclases. Schweizer. Min. Petr. Mitt. 3. 1923. 1—74.

Meine Untersuchungen waren vor dem Bekanntwerden dieser Duparc-Reinhard'schen Arbeit vollständig abgeschlossen und haben durch sie keine Beeinflußung erfahren. — Man hat also jetzt zwei Fedorowsche Diagramme für die Wanderung der Zwillingachsen der Plagioglase gegenüber den Fresnelschen Vektoren a , b , c (s. Tafel I bei Duparc-Reinhard und meine Tafel III). Manche Positionen und Kurvenstücke dieser Diagramme stimmen gut überein, andere weichen aber auch nicht unerheblich voneinander ab. Jeder Autor wird wohl seine Angaben und Auffassungen für die richtigeren halten; nur die Zukunft kann hier durch Bestimmungen an besserem Material entscheiden.

128. Die Theorie der Fedorowschen Methode. Die zweikreisige Mikroskopie ist zur optischen Orientierung der Mineralien und in dem jetzigen Stadium ihrer Entwicklung vorzugsweise zur Bestimmung der Plagioklase in Dünnschliffen bestimmt. Die Gedankengänge, die Fedorow bei der Erfindung seiner Methode zu verschiedenen Zeiten geleitet haben, sind nicht leicht systematisch zu entwickeln, weil Fedorow selbst in seinen Publikationen solchen Darstellungen abhold war. Indessen darf man wohl annehmen, daß er sich zuerst mit der Orientierung der optischen Achsen (Achsen der inneren konischen Refraktion, s. § 35), alsdann mit der Orientierung der optischen Vektoren des Fresnelschen Ellipsoids in einfachen Kristallen und endlich mit dieser letzteren Orientierung in

Zwillingen beschäftigte. Er gelangte zu jenen zuerst genannten optischen Achsen durch Beobachtungen im parallelen Licht und bediente sich dabei verschiedener Drehapparate in mannigfacher Ausführung, wie sie in der Fueßschen und Voigt & Hochgesang'schen Umarbeitung schon auf den Seiten 461—464 beschrieben und in den Figuren 492—498 abgebildet wurden. Zur Einführung in die Fedorowschen Vorstellungen mag sich aber ein primitiveres Modell — das vom Jahr 1896 stammende der Figur 529 — besser eignen. Dieses enthält nur zwei Drehachsen, die man als immobile und mobile Achse mit *J* und *M* bezeichnet und die in Fig. 529 die Achse bei *K* und die Normale auf *O* vorstellen. Zum Anschluß an die weiter ausgebauten späteren Apparaturen sei schon jetzt auf die Figuren 533—537, insbesondere auf die schematische Figur 536



Fig. 529.

Eine frühe Form des Fedorowschen Universaltisches
von R. Fueß.

hingewiesen, wo die Lagen der *J*- und *M*-Achse am deutlichsten zu sehen sind.

Fedorow stellt nun zu Beginn der Messungen die *J*-Achse frontal und dreht das auf dem *M*-Limbus anfangs horizontal liegende Präparat um seine Normale (um die *M*-Achse), bis zwischen gekreuzten Nicols die Dunkelheit eintritt. Darauf neigt er das Präparat um die *J*-Achse um 10° , bringt wiederum die Dunkelheit durch Drehung des *M*-Limbus zustande und setzt diese beiden Drehoperationen so lange fort als die immer schiefer werdende Lage noch den Durchblick gestattet. (Über Vergrößerung des Winkelraumes s. S. 520.) Alsdann wiederholt er die ganze Serie von Beobachtungen bei einer neuen Lage der *J*-Achse gegen die Nicolhauptschnitte, beispielsweise nach einer Drehung um $22\frac{1}{2}^\circ$, um 45° , um $67\frac{1}{2}^\circ$ usw. Endlich bringt er alle diese Ablesungen am *J*- und am *M*-Limbus in eine stereographische Projektion — die *J*-Werte als Zenitabstände, die *M*-Werte als Azimut — und erhält auf diese Weise Kurven, die sich bei gehöriger Ausdehnung innerhalb oder außerhalb des stereographischen Bildes in den optischen Achsen treffen.

Zur Verdeutlichung mögen hier die Messungen an einem Cordierit von Twedestrand mitgeteilt werden, die an einem mit Kugelsegmenten versehenen Fedorowschen Tisch erhalten wurden.

Zenitabstand (Ablesungen am *J*-Limbus) und Azimut (Ablesungen am *M*-Limbus) der Normale eines in Dunkelstellung befindlichen Präparats von Cordierit.

J - Achse gegen Analysatorhauptschnitt							
0°		22 1/2°		45°		67 1/2°	
<i>J</i> -Limbus	<i>M</i> -Limbus	<i>J</i> -Limbus	<i>M</i> -Limbus	<i>J</i> -Limbus	<i>M</i> -Limbus	<i>J</i> -Limbus	<i>M</i> -Limbus
0°	23°	0°	2°	0°	338°	0°	316°
10°	28°	10°	8°	10°	344°	10°	319°
20°	34°	20°	17°	20°	353°	20°	325°
30°	41°	30°	30°	30°	6°	30°	332°
40°	50°	40°	55°	40°	32°	40°	340°
350°	18°	350°	357°	350°	336°	350°	314°
340°	13°	340°	355°	340°	337°	340°	315°
330°	8°	330°	356°	330°	342°	330°	321°
320°	2°	320°	0°	320°	357°	320°	345°
310°	354°	310°	7°	310°	—	310°	—

Die Art der Eintragung dieser Winkelwerte in eine stereographische Projektion ist aus Fig. 530 zu ersehen. Hier sind Zenitabstand *J* und Azimut *M* für einen mit *P* bezeichneten Punkt noch besonders angegeben,

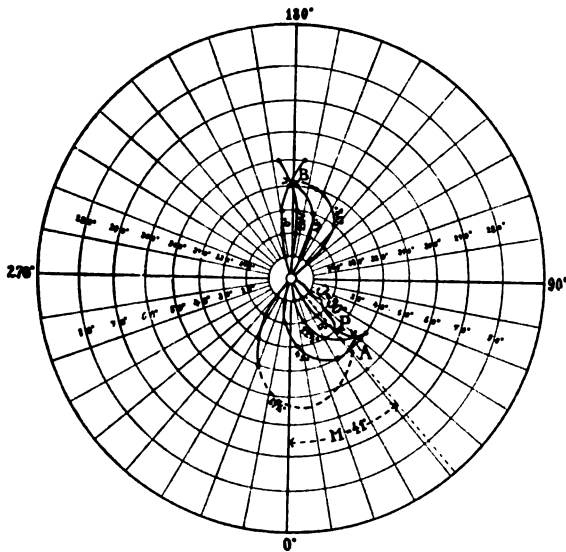


Fig. 530.

für den die Messungen in der 0°-Abteilung der Lage der *J*-Achse gegen Analysatorhauptschnitt an vierter Stelle in der obigen Tabelle mit *J* = 30° und *M* = 41° verzeichnet sind.

Dieses mühsame und auch ungenaue Verfahren hat Fedorow bald durch ein viel genaueres ersetzt, wobei sein Bestreben dahin ging, die Hauptvektoren des Fresnelschen Ellipsoids a, b, c räumlich im Kristallgebäude zu orientieren. Praktisch brauchbar aber wurde diese Methode erst, als er sie auf Zwillinge ausdehnte. Hier werden die Vektoren a_1, b_1, c_1 und a_2, b_2, c_2 für jedes Individuum des Zwillings gesondert bestimmt, aber vereint in ein und dieselbe stereographische Projektion eingetragen. Nimmt man vorläufig an, diese Arbeit der optischen Orientierung und der stereographischen Eintragung sei geleistet, so stellt sie sich wie in Fig. 531 dar, die sich auf einen Plagioklas im Hyperit von Fryksände, Wärmland, bezieht. Hier ist es nun leicht, die Zwillingsebene ZE zu konstruieren, indem man die Bögen $a_1 a_2$ in $\beta_1, b_1 b_2$ in β_2 und $c_1 c_2$ in seinem Supplement β_3 halbiert. Auch findet man ebenso leicht die Zwillingsachse ZA entweder durch Konstruktion des Pols zum Großkreis ZE oder durch Ausziehen der Bögen $a_1 a_2, b_1 b_2, c_1 c_2$. Diese Bögen müssen im idealen Fall alle drei, wenn gute Bestimmungen an gutem Material bei sorgfältig justiertem Instrument vorliegen, durch denselben Punkt, nämlich durch die Zwillingsachse, gehen. Sie bilden in Fig. 531 ein (absichtlich stark übertriebenes) Fehlerdreieck, in dessen Fläche die Zwillingsachse liegt. Das Charakteristische für jede Plagioklasart ist nun die Lage dieser Zwillingsachse gegen die Fresnelschen Vektoren des a_1, b_1, c_1 - oder a_2, b_2, c_2 -Individuums, was ja auf dasselbe hinausläuft, da beide Individuen symmetrisch zur Zwillingsachse liegen.

Zwei weitere für diese Fedorowsche Feldspatbestimmung wichtige Umstände sind ferner die sehr verschiedenen Orientierungen dieser Zwillingsachsen sowohl bei den verschiedenen Plagioklasen ein und derselben Zwillingsbildung, als auch bei den nach verschiedenen Gesetzen verzwillingten Plagioklasen einer Art. Das erste starke Wandern ist schon nach der schwankenden Auslöschungsschiefe in der ganzen Reihe der Plagioklase zu erwarten, die letztere Verschiedenheit der Orientierung ist aber nicht so unmittelbar für die vielen bei den Feldspäten auftretenden Zwillingsgesetze zu übersehen und muß schon durch stereographische Übersichtsbilder unterstützt werden. Dies geschah zuerst von Fedorow 1898 und zwar für die nach dem Karlsbader, Manebacher, Albit- und Roc Tourné-Gesetz verzwillingten Feldspäte. 1899 wurde dasselbe Bild von E. D. Stratanowitsch neu entworfen und 1910 von M. A. Usoff auf zwölf Zwillingsgesetze ausgedehnt¹⁾. In der auf Tafel III stehenden Projektion hat dieses Diagramm eine Neukonstruktion auf Grund der besten älteren und einer Reihe von neuen Beobachtungen, die in Heidelberg ausgeführt wurden und z. T. noch nicht veröffentlicht sind, erfahren. Auch ist diesem Diagramm ein dreizehntes

¹⁾ Soweit ich den russischen Text der Tafel X der Usoffschen Arbeit zu deuten vermag.

Zwillingsgesetz, das eine gewisse Wahrscheinlichkeit für sich hat, wenn es auch noch nicht häufig beobachtet wurde ¹⁾, hinzugefügt worden. In diesem Diagramm haben die optischen Vektoren eine feste Lage (a nach vorne, b nach rechts, c nach oben) erhalten, während die kristallographi-

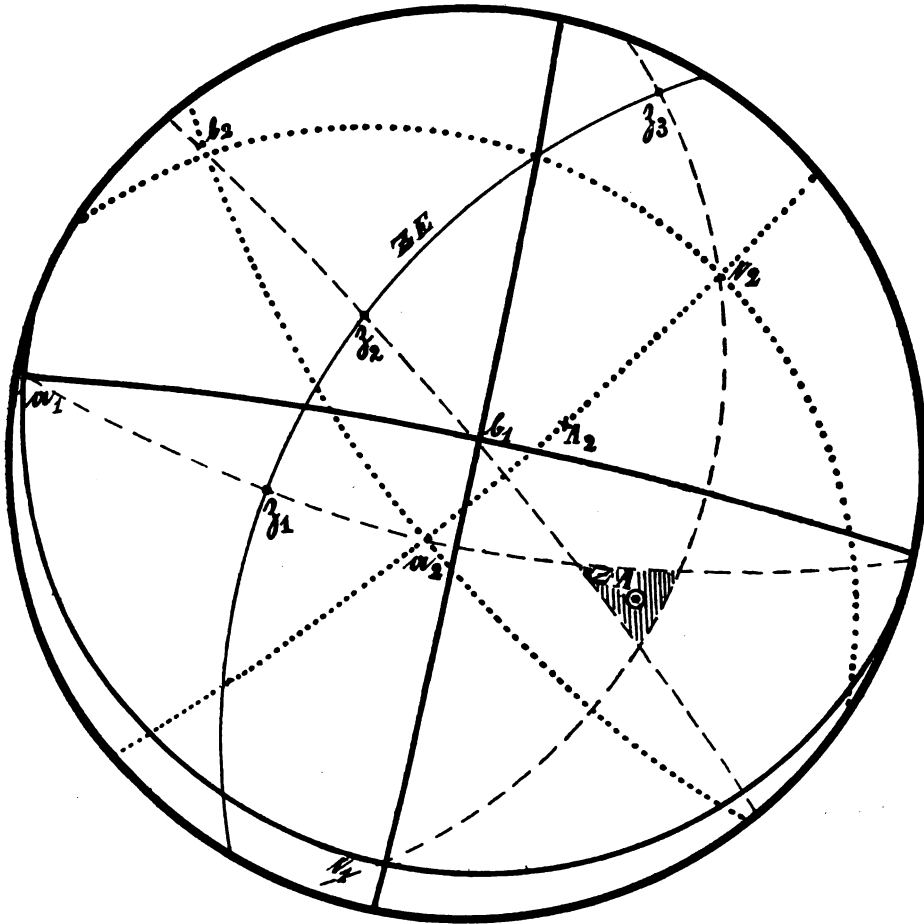


Fig. 531.

schen Formen und damit die uns hier allein interessierenden Zwillingsachsen der Wanderung unterworfen wurden. Ehe nun auf die Herstellung dieses Diagramms näher eingegangen wird, mögen die Fedorowschen Gedankengänge zum Abschluß gebracht und die Messungen an dem Plagioklas von Fryksände, wie sie in Fig. 531 zum Ausdruck kamen, mit jenem Diagramm in Zusammenhang gebracht werden.

¹⁾ Gesetz 4 (benachbart Roc Tourné); s. auch R. Sabot l. c. 1918. S. 73.

Die Abstände der Zwillingsachse ZA von den Vektoren a_1, b_1, c_1 (oder den zwillings-symmetrisch liegenden a_2, b_2, c_2) ergeben sich aus der Figur 531 zu

$$ZA : a_2 = 48^\circ,$$

$$ZA : b_1 = 50^\circ,$$

$$ZA : c_1 = 60^\circ.$$

Man sucht nun unter den 13 Kurven der Tafel III jenen Punkt auf, der am besten auf diese drei Abstände paßt. Zunächst wandert man auf den beiden Kleinkreisen, die entweder vorne oder hinten von a oder \bar{a} um 48° abstehen, und findet dann bald mittelst der beiden andern Winkel, von denen schon einer genügt und der andere zur Kontrolle dient, daß es sich nur um einen Punkt der Karlsbader Kurve (3) und zwar um einen Plagioklas von 45 Molprozent Anorthit handeln kann. Hiernach ist also der Feldspat des Hyperits von Fryksände ein Andesin mit 45% An, der nach dem Karlsbader Gesetz verzwillingt ist. Man kann noch bei der Größe des Fehlerdreiecks in Fig. 531 im Zweifel sein, ob nicht ein Punkt des dem Karlsbader Gesetz benachbarten Gesetzes 8 in Frage kommt, würde aber auch aus dieser Kurve den Anorthitgehalt nicht wesentlich verschieden von der ersten Ablesung finden. Diese Unsicherheit kann durch Wiederholung der Messung, also durch Neuanfertigung einer Figur 531, leicht beseitigt werden. Mit dem großen Fehlerdreieck sollte hier nur gezeigt werden, daß auch bei einer sehr ungenauen räumlichen Orientierung der Zwillingsachse die Methode zu quantitativen Bestimmungen brauchbar ist. Aber auch zur qualitativen Unterscheidung der isotropen, einachsigen und zweiachsigen Kristalle ist die Fedorowsche Methode geeignet, wie das W. W. Nikitin¹⁾ näher ausgeführt hat.

129. Das Fedorowsche Diagramm der Feldspatzwillinge. Nunmehr möge auf das Zustandekommen des Diagramms der Wanderung der Zwillingsachsen gegenüber den optischen Vektoren a, b, c , wie es auf der Tafel III neu konstruiert wurde, näher eingegangen werden. Es handelt sich hier um die optische Orientierung der Plagioklase nach folgenden 13 Zwillingsgesetzen (s. Tabellen auf Seite 506 u. 507). Zur übersichtlichen schnellen Orientierung kann noch die Figur 532 dienen, die in stereographischer Projektion die Lagen der 13 Zwillingsachsen angibt. Man sieht auf Tafel III, daß in den meisten Fällen die Bahnen der Zwillingsachsen weit voneinander abstehen und nicht verwechselt werden können. Nur bei den Gesetzen

¹⁾ l. c. 1914. 130—139.

- 2 und 5, Periklin- und Albit-Gesetz,
 3 und 8, Karlsbader und seinem benachbarten Gesetz,
 7 und 4, Roc Tourné- und seinem benachbarten Gesetz,
 6 und 9, Manebacher und seinem benachbarten Gesetz,

fallen die Bahnen näher zusammen, oder gehen sogar teilweise ineinander über, wie dies bei den Gesetzen 7 und 4 für den sauren Pol der Plagioklasse eintreten muß, wo der Winkel $(100) : (010)$ fast 90° beträgt. Um nun hierunter die Darstellung der Figur 532 nicht leiden zu lassen, wurden ihr die Winkel des Anorthits zugrunde gelegt, weil bei diesem Glied

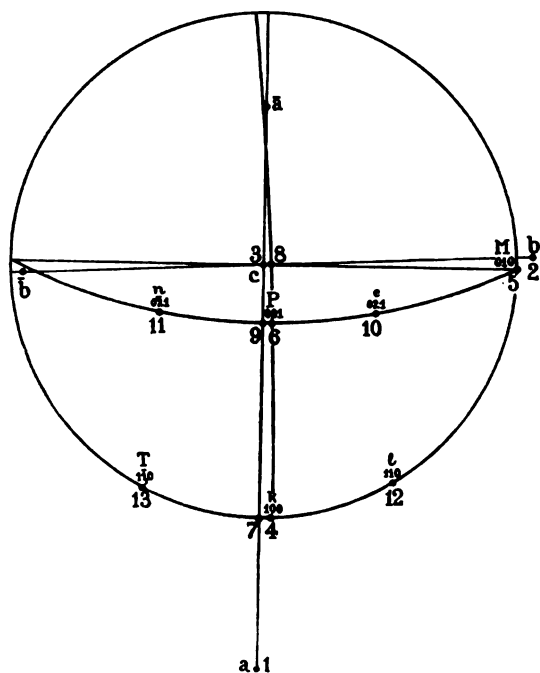


Fig. 532.

die Zwillingsachsen der Gesetze 7 und 4 wenigstens noch um $2\frac{1}{2}^\circ$ voneinander abstehen. Wie man sich im Zweifelsfall, ob nämlich eine Zwillingsachsenposition der einen oder der andern dieser vier Doppelbahnen angehört, zu verhalten hat, ist schon auf der vorigen Seite erörtert worden, wo auch bereits auf den geringen Schaden einer etwa bleibenden Verwechslung hingewiesen wurde.

Dreizehn Zwillingsgesetze der Plagioklasse.

Numerierung der Gesetze	Benennung der Zwillingsgesetze	L a g e n d e r Z w i l l i n g s a c h s e n	
		Bezeichnung durch Worte	Bezeichnung durch Symbole
1	Esterel-Gesetz . . .	a-Achse	[100]
2	Periklin-Gesetz . . .	b-Achse	[010]
3	Karlsbader Gesetz . .	c-Achse	[001]
4	Gesetz benachbart dem von RocTourné	Normale auf Querfläche (Normale auf b- und c-Achse)	⊥ (100)
5	Albit-Gesetz	Normale auf Längsfläche (Normale auf a- und c-Achse)	⊥ (010)
6	Manebacher Gesetz	Normale auf Basis (Normale auf a- und b-Achse)	⊥ (001)
7	RocTourné-Gesetz	Normale auf c-Achse parallel Längsfläche (010)	⊥ [001], (010)
8	Gesetz benachbart dem von Karlsbad	Normale auf b-Achse parallel Querfläche (100)	⊥ [010], (100)
9	Gesetz benachbart dem von Manebach	Normale auf a-Achse parallel Längsfläche (010)	⊥ [100], (010)
10	Bavenoer Gesetz, rechts	Normale auf Längsdoma rechts (e)	⊥ (021)
11	Bavenoer Gesetz, links	Normale auf Längsdoma links (n)	⊥ (0 $\bar{2}$ 1)
12	Gesetz nach Grund- prisma rechts . . .	Normale auf Prisma rechts (l) . .	⊥ (110)
13	Gesetz nach Grund- prisma links	Normale auf Prisma links (T) . .	⊥ (1 $\bar{1}$ 0)

Für das morphologische Fundament kann bei den meisten Zwillingsachsenlagen ein starres Achsenkreuz für alle Plagioklasse angenommen werden, wie dies in den bisherigen Fedorowschen Darstellungen, überhaupt bei allen Plagioklassen, nicht anders geschehen konnte, weil man bis vor wenigen Jahren nicht imstande war, genauere Angaben über die kristallographischen Achsenkreuze der verschiedenen Plagioklasse zu machen. Inzwischen ist man aber auch hier einen Schritt weiter gekommen. So kann man die auf S. 507 verzeichneten Achsenkreuze für 10 Plagioklassmischungen als einigermaßen verbürgt annehmen; sie beruhen auf den Untersuchungen von E. A. Wülfing und seinen Schülern Ed. Schmidt, B. Krebs und J. Kratzert¹⁾. Aus diesen morphologischen Fundamenten hat auf meinen Wunsch Herr Dr. J. Kratzert die ebenfalls auf S. 507

¹⁾ E. A. Wülfing, Lassen sich die kristallographischen Fundamentalwinkel der Plagioklasse mit der Zusammensetzung in gesetzmäßige Beziehung bringen? S. H. A. 13. Abh. 1915. 24 S.; E. d. Schmidt, Die Winkel der kristallographischen Achsen der Plagioklasse. Chemie der Erde. 1. 1915. 351—406; B. Krebs, Der Albit von Rischuna in morphologischer Beziehung. Z. X. 56. 1921. 386—407; J. Kratzert, Die kristallographischen und optischen Konstanten des Anorthits vom Vesuv. Z. X. 56. 1921. 465—488.

Die morphologischen Konstanten der Plagioklasse und die Positionen der Achsen der 13 verbreitetsten Zwillingengesetze.

Zwillingengesetz	Zwillingenachse	0%		4%		15%		24%		37%		52%		64%		75%		97%		100%	
		φ	λ	φ	λ	φ	λ	φ	λ	φ	λ	φ	λ	φ	λ	φ	λ	φ	λ	φ	λ
1	[100]	$0^\circ, 0$	$+63^\circ, 4$	$0^\circ, 0$	$+63^\circ, 4$	$0^\circ, 0$	$+63^\circ, 5$	$0^\circ, 0$	$+63^\circ, 6$	$0, 0$	$+63^\circ, 7$	$0, 0$	$+63^\circ, 8$	$0, 0$	$+63^\circ, 9$	$0, 0$	$+64^\circ, 0$	$0, 0$	$+64^\circ, 1$	$0, 0$	$+64^\circ, 1$
2	[010]	$-85, 3$	$+13, 0$	$-85, 7$	$+4, 9$	$-86, 3$	$-15, 7$	$-86, 8$	$-20, 9$	$-86, 2$	$-24, 9$	$-86, 1$	$-27, 9$	$-86, 0$	$-30, 6$	$-85, 9$	$-33, 2$	$-85, 3$	$-42, 9$	$-85, 4$	$-45, 2$
3	[001]	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$	$0, 0$
4	\perp [100]	$-1, 1$	$-90, 0$	$-0, 4$	$-90, 0$	$+1, 0$	$-90, 0$	$+1, 3$	$-90, 0$	$+1, 6$	$-90, 0$	$+1, 8$	$-90, 0$	$+2, 0$	$-90, 0$	$+2, 2$	$-90, 0$	$+2, 9$	$-90, 0$	$+3, 1$	$-90, 0$
5	\perp [010]	$+90, 0$	$0, 0$	$+90, 0$	$0, 0$	$+90, 0$	$0, 0$	$+90, 0$	$0, 0$	$+90, 0$	$0, 0$	$+90, 0$	$0, 0$	$+90, 0$	$0, 0$	$+90, 0$	$0, 0$	$+90, 0$	$0, 0$	$+90, 0$	$0, 0$
6	\perp [001]	$+3, 7$	$-26, 5$	$+3, 6$	$-26, 6$	$+3, 7$	$-26, 5$	$+3, 7$	$-26, 4$	$+3, 8$	$-26, 3$	$+3, 9$	$-26, 2$	$+4, 0$	$-26, 1$	$+4, 0$	$-26, 0$	$+4, 1$	$-25, 9$	$+4, 2$	$-25, 9$
7	\perp [001], (010)	$0, 0$	$-90, 0$	$0, 0$	$-90, 0$	$0, 0$	$-90, 0$	$0, 0$	$-90, 0$	$0, 0$	$-90, 0$	$0, 0$	$-90, 0$	$0, 0$	$-90, 0$	$0, 0$	$-90, 0$	$0, 0$	$-90, 0$	$0, 0$	$-90, 0$
8	\perp [010], (100)	$+4, 6$	$0, 0$	$+4, 3$	$0, 0$	$+3, 6$	$+0, 1$	$+3, 5$	$+0, 1$	$+3, 5$	$+0, 1$	$+3, 5$	$+0, 1$	$+3, 4$	$+0, 1$	$+3, 4$	$+0, 1$	$+3, 2$	$+0, 1$	$+3, 1$	$+0, 2$
9	\perp [100], (010)	$0, 0$	$-26, 6$	$0, 0$	$-26, 6$	$0, 0$	$-26, 5$	$0, 0$	$-26, 4$	$0, 0$	$-26, 3$	$0, 0$	$-26, 2$	$0, 0$	$-26, 1$	$0, 0$	$-26, 0$	$0, 0$	$-25, 9$	$0, 0$	$-25, 9$
10	\perp [021]	$+46, 8$	$-26, 6$	$+46, 9$	$-26, 6$	$+46, 8$	$-26, 5$	$+46, 8$	$-26, 4$	$+46, 8$	$-26, 3$	$+46, 9$	$-26, 2$	$+46, 8$	$-26, 1$	$+46, 8$	$-26, 0$	$+46, 9$	$-25, 9$	$+46, 9$	$-25, 9$
11	\perp [021]	$-43, 2$	$-26, 6$	$-43, 2$	$-26, 6$	$-43, 1$	$-26, 5$	$-43, 1$	$-26, 4$	$-43, 0$	$-26, 3$	$-42, 9$	$-26, 2$	$-42, 8$	$-26, 1$	$-42, 8$	$-26, 0$	$-42, 6$	$-25, 9$	$-42, 6$	$-25, 9$
12	\perp [110]	$+26, 9$	$-90, 0$	$+26, 4$	$-90, 0$	$+30, 4$	$-90, 0$	$+30, 7$	$-90, 0$	$+30, 9$	$-90, 0$	$+31, 1$	$-90, 0$	$+31, 3$	$-90, 0$	$+31, 5$	$-90, 0$	$+32, 0$	$-90, 0$	$+32, 1$	$-90, 0$
13	\perp [110]	$-30, 5$	$-90, 0$	$-30, 0$	$-90, 0$	$-28, 9$	$-90, 0$	$-28, 7$	$-40, 0$	$-28, 5$	$-90, 0$	$-28, 3$	$-90, 0$	$-28, 2$	$-90, 0$	$-28, 1$	$-90, 0$	$-27, 5$	$-90, 0$	$-27, 4$	$-90, 0$

Die Zusammenfassung der Positionen der Achsen der 13 verbreitetsten Zwillingsgesetze der Plagioklasse, wie sie in den Diagrammen der Tafeln II und III Verwendung gefunden haben.

Zwillingsgesetz		Anorthitgehalt in Molekularprozenten									
		0	4	15	24	37	52	64	75	97	100
1	φ	0°,0									
	λ	+ 63°,8									
2	φ	- 85°,8		- 85°,8				- 85°,8			
	λ	+ 9°,0		- 22°,0				- 38°,0			
3	φ	0°,0									
	λ	0°,0									
4	φ	- 0°,8		+ 1°,2		+ 1°,9			+ 3°,0		
	λ	- 90°,0		- 90°,0		- 90°,0			- 90°,0		
5	φ	+ 90°,0									
	λ	- 0°,0									
6	φ	+ 3°,9									
	λ	- 26°,2									
7	φ	0°,0									
	λ	- 90°,0									
8	φ	+ 4°,4		+ 3°,4						+ 3°,0	
	λ	+ 0°,1		+ 0°,1						+ 0°,0	
9	φ	0°,0									
	λ	- 26°,2									
10	φ	+ 46°,8									
	λ	- 26°,2									
11	φ	- 42°,9									
	λ	- 26°,2									
12	φ	+ 29°,1		+ 30°,7				+ 31°,3			+ 32°,0
	λ	- 90°,0		- 90°,0				- 90°,0			- 90°,0
13	φ	- 30°,3		- 28°,7				- 28°,2			- 27°,4
	λ	- 90°,0		- 90°,0				- 90°,0			- 90°,0

stehenden auf das Wulffsche Netz sich beziehenden Werte φ und λ der 13 Zwillingsachsen berechnet. Bei manchen dieser Achsen kann man auch jetzt noch eine so gut wie konstante Lage gelten lassen, bei andern zeigen sich indessen Wanderungen, die über 4° hinausgehen und daher besser nicht mehr vernachlässigt werden. Im ersteren Fall ist also auch jetzt noch eine Vereinigung je der betreffenden Zwillingsachse für alle Plagioklasse zulässig, im letzteren Fall sind bis zu 4 verschiedene Lagen der Zwillingsachsen den Mischungen entsprechend angenommen worden, wie dies in der Tabelle auf S. 508 zu sehen ist. Es wäre voreilig, diese Fundamente als endgültig bezeichnen zu wollen, aber sicherlich werden die wandernden Zwillingsachsen den Tatsachen gerechter werden, als ihre früher starr angenommenen Lagen.

Das Problem der Festlegung der optischen Fundamente der Plagioklasse — in letzter Instanz die Orientierung der optischen Achsen A und B nach Länge λ und Breite φ im Wulffschen Netz — beschäftigt die Petrographen seit einigen Jahrzehnten, ohne daß es gelungen wäre, eine endgültige Lösung herbeizuführen. Indessen darf man gegenüber dem Standpunkt, der in der vorigen Auflage dieser Physiographie (Bd. I₂, S. 342—343) angenommen wurde, nunmehr eine Reihe von Bestimmungen als tatsächlich fehlerhaft ausschalten und dafür einige neuere Beobachtungen einsetzen. So kann man zur Zeit die auf S. 510 zusammengestellten Werte von φ und λ für die optischen Achsen A und B als die richtigsten annehmen. Auch hier wird es noch mancher Nachprüfungen und vor allem der Ergänzungen in dem breiten Gebiet der Andesine bedürfen, denn die bisherigen Bestimmungen an den Andesinen haben sich dem allgemeinen Verlauf der Kurven nicht einfügen lassen und sind daher einstweilen von mir nicht aufgenommen worden. Dagegen hat die Sicherheit der optischen Fundamente diesseits und jenseits der Andesine bis zum theoretisch reinen Albit und Anorthit unzweifelhaft zugenommen. Diese verzeichneten 21 selbständigen Bestimmungen sind nun weiter gruppenweise zusammengefaßt worden, wodurch man zunächst auf die optische Orientierung von 7 Plagioklasmischungen und durch kleine Extrapolation auf graphischem Wege auch zu den optischen Konstanten der theoretisch reinen Endglieder, also des Albits mit 0% An und des Anorthits mit 100% An gelangt, wie sie in der Tabelle auf S. 511 verzeichnet sind. Hier wurden also von den selbständigen Bestimmungen der Tabelle auf S. 510 die Bestimmungen 1—8, 9—11, 12—13, 14—16, 19—21 je zu Mittelwerten vereinigt und die Bestimmung 17 am Labradorit von Pillau, sowie 18 am Bytownit von Närödal für sich aufgenommen. Die Positionen der Vektoren a , b , c , wie sie in der Tabelle auf S. 511 verzeichnet sind, wurden aus denen der optischen Achsen A und B dieser Tabelle auf graphischem Wege ermittelt und zwar geschah dies auf folgende Weise. Zuerst wurde ein Wulffsches Netz von 20 cm Durchmesser mit Meridianen und Breitenkreisen im Abstand von je 10° sorgfältig, und zwar nur mit dem Zirkel, nicht mit dem Fedorowschen Kurvenlineal, neu

Beobachtungen an Plagioklassen.

Nr.	Vorkommen	A			B			Anorthit-Gehalt in Mol. % An.		Analytiker	Beobachter
		λ	ψ	φ	λ	ψ	φ	λ	φ		
1	Albit von Rischuna	-49°6	+64°7	-47°2	-77°4			3,4 %		N. Sahlbom	Fischer-Wülffing ¹⁾
2	" " Amelia Co.	-49°1	+63°1	-47°5	-78°5			3,5 %		7 Analytiker ⁹⁾	Fischer-Wülffing ¹⁾ F. Becke ⁹⁾
3	" " "	-49°5	+64°8	-47°9	-78°8			3,5 % ¹⁾		N. Sahlbom	Fischer-Wülffing ¹⁾
4	" " Nadabula	-49°7	+65°1	-47°9	-79°7			3,8 %			M. Vendl ⁹⁾
5	" " (Soyohaza)	-49°0	+64°2	-47°2	-77°1			3,8 % ⁹⁾		L. Colomba	M. Vendl ⁹⁾
6	" " Beaune	-48°9	+64°5	-48°4	-77°5			4,5 %		Chr. Winter	O. Grospietsch ¹⁰⁾
7	" " Grönland	-49°1	+64°2	-47°8	-78°5			(0) %		G. v. Tschermak	O. Grospietsch ¹⁰⁾
8	" " Morro Velho	-49°1	+64°3	-47°9	-77°8			1,8 %			
	Mittelwerte	-48°9	+64°4	-47°7	-77°5			3,5 %			
9	Oligoklas-Albit von Sobboth	-49°5	+69°5	+47°5	+89°5			13,8 %		A. Smita	F. Becke ¹¹⁾
10	" " " Wilmington	-49°5	+67°0	+47°9	+88°0			17,4 %		N. Teclu	F. Becke ¹¹⁾ H. Tertsch ¹¹⁾
11	" " " Bamle	-49°0	+68°0	+47°2	+88°6			14,0 % ⁹⁾			
	Mittelwerte	-49°7	+67°2	+47°5	+88°4			15,0 %			
12	Oligoklas von Bakersville	-49°1	+70°4	+49°0	+89°7			22,4 %		F. L. Sherry	H. Tertsch ¹²⁾
13	" " " Tvedestrand	-39°8	+70°8	+40°9	+59°4			25,0 %		H. Tertsch	H. Tertsch ¹²⁾
	Mittelwerte	-41°0	+70°6	+49°0	+64°6			23,7 %			
14	Labradorit von Lebrador	-58°0	+78°0	+38°0	+16°0			50,0 %		P. Jannasch	E. A. Wülffing ¹³⁾
15	" " " "	-59°5	+77°5	+38°0	+16°5			50,0 % ⁹⁾		M. Schuster und R. v. Görgey	W. Lucezky ⁹⁾ O. Grospietsch ¹³⁾
16	" " " Kamenoi Brod	-59°7	+74°9	+39°0	+14°6			55,4 %			
	Mittelwerte	-58°1	+76°1	+34°3	+18°4			51,8 %			
17	Labradorit von Pillau	-58°9	+73°3	+20°0	+3°4			64,0 %		M. Dittlich	E. A. Wülffing ¹⁴⁾
18	Bytownit von Närödal	-58°	+64°	+12°7	+1°8			75,0 %		E. Ludwig	F. Becke ¹⁴⁾
19	Anorthit vom Veauy	-63°2	+57°9	-2°6	-6°2			97,1 % ⁹⁾			F. Becke ¹⁴⁾
20	" " " "	-68°6	+57°8	-2°0	-6°0			97,1 % ⁹⁾			E. A. Wülffing ¹⁴⁾
21	" " " "	-62°9	+58°4	-1°7	-6°1			97,1 %		Rost-Hofmann	Kratzer-Wülffing ¹⁴⁾
	Mittelwerte	-63°2	+58°0	-2°1	-6°1			97,1 %			

¹⁾ Ähnlich Nr. 2. ²⁾ Ähnlich Nr. 4. ³⁾ In Übereinstimmung mit H. Tertsch, z. T. auf alten Analysen fusend. ⁴⁾ Ähnlich Nr. 14. ⁵⁾ Ähnlich Nr. 21. ⁶⁾ Musgrave, Robertson, Erben u. Ceipek, C. T. Allen, Stephanovitch, N. Sahlbom, G. A. Stephen. ⁷⁾ Neue Beobachtungen. ⁸⁾ T. M. P. M. 19, 1900, 321-335. ⁹⁾ Centralbl. f. Min. un 1922, 97-105. ¹⁰⁾ T. M. P. M. 27, 1908, 383-376. ¹¹⁾ T. M. P. M. 28, 1901, 55-73. ¹²⁾ T. M. P. M. 22, 1903, 159-183. ¹³⁾ Diese Physlogr. 4, Aufl., Bd. 2, 340 u. T. XVII. ¹⁴⁾ T. M. P. M. 24, 1906, 91-198. ¹⁵⁾ T. M. P. M. 27, 1913, 27-34. ¹⁶⁾ Neue Beobachtungen. ¹⁷⁾ T. M. P. M. 14, 1894, 450-456. ¹⁸⁾ T. M. P. M. 14, 1894, 424-429. ¹⁹⁾ 19, 1900, 301-306. ²⁰⁾ Z. N. 36, 1902, 463-467. ²¹⁾ Z. N. 36, 1902, 460-468.

Orientierung der optischen Achsen und der optischen Vektoren;
sowie Grösse des Achsenwinkels 2 V von 9 Plagioklassen.

Nummer	Beobachtete Mittelwerte				Auf graphischem Wege gefundene Werte							
	Mol. %	A		B		a		b		c		2 V über c
		An	φ	λ	φ	λ	φ	λ	φ	λ	φ	
	%	In Graden	In Graden	In Graden	In Graden	In Graden	In Graden	In Graden	In Graden	In Graden	In Graden	In Graden
1	0	-50,1+63,7	-47,0+72,5	-1,6+86,2	+18,4-3,0	-71,8-6,0	75,3					
2	4	-48,9+64,4	-47,7+77,5	-0,2+83,4	+16,2-6,0	-73,9-6,0	77,8					
3	15	-45,7+67,2	-47,5+85,4	+1,1+76,4	+8,7-13,8	-81,1-5,0	85,4					
4	24	-41,0+70,6	-43,0+64,6	+1,0+67,8	-3,3-22,0	+86,4-32,0	95,3					
5	52	-56,1+76,1	-34,3+15,4	-12,2+89,0	-24,4-56,3	+62,1-25,7	75,9					
6	64	-56,9+73,3	-20,0+3,4	-21,8+28,2	-29,0-75,2	+52,2-30,4	83,8					
7	75	-56+64	-12,7+1,8	-24,5+24,0	-29,0-81,4	+50,3-32,9	94,5					
8	97	-63,2+58,0	-2,1-6,1	-36,4+13,2	+24,5+83,1	+43,6-32,4	103,8					
9	100	-63,9+57,8	-4,9-8,4	-38,4+11,2	+24,4+79,4	+41,8-34,1	104,7					

hergestellt. In dieses Original wurden die Positionen der optischen Achsen *A* und *B* nach den Werten der oben stehenden Tabelle mit derselben Sorgfalt eingetragen. Darauf wurde dieses Bild mit einem konzentrisch darüber drehbaren Pauspapier bedeckt, auf das die Positionen von *A* und *B* übertragen wurden und das nun nach dem Wulffschen Prinzip der Drehung der Zeichnung gegen das Netz, zu den Positionen von *a*, *b*, *c* in der obigen Tabelle führte. Bei dieser exakten Unterlage müssen die neuen Orte viel genauer gefunden werden als mittelst des der vierten Auflage der Physiographie beigegebenen Wulffschen Netzes, weil dieses Netz im Laufe der Zeit sich immer verzieht und seine verschiedenen Kreisdurchmesser bis zu 2 mm voneinander abweichen können. Eine graphische Darstellung dieser Tabelle oben findet sich auf Tabel II¹⁾. Diese Tafel enthält ferner noch die Zwillingsachsen nach den Zusammenfassungen der Tabelle auf S. 508.

Nachdem auf diesem Wege die auf $\frac{3}{5}$ des Originals verkleinerte Tafel II gewonnen war, bedurfte es nur noch eines Schrittes, um das Bild zu erhalten, das bei der Fedorowschen Methode unmittelbare Verwendung findet. Während nämlich auf Tafel II das kristallographische Gebäude für jeden Plagioklas im Raum festliegt, und das Fresnelsche Ellipsoid seine drei Vektoren auf den Bahnen *a*, *b*, *c* wandern läßt, ist umgekehrt im Bild der Tafel III dieses dreiaxige Ellipsoid für alle Plagioklasse festgelegt (*a* in den Norden

¹⁾ Tafel I ist die nicht als solche bezeichnete Tafel der Interferenzfarben in der 1. Lieferung.

Winkel der optischen Vektoren a, b, c mit den 13 Zwillingsachsen der Plagioklasse,
aus Tafel II auf graphischem Wege erhalten.

% An.	Gesetz 1			Gesetz 2			Gesetz 3			Gesetz 4			Gesetz 5			Gesetz 6			Gesetz 7		
	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c
0	22,9	67,7	84,2	87,4	103,6	14,1	86,5	18,5	71,9	175,6	87,1	87,3	91,5	72,0	161,7	113,1	126,6	76,3	176,0	87,1	88,0
4	20,0	70,1	84,8	88,2	101,4	11,6	83,3	17,1	74,4	173,3	84,2	87,5	90,4	74,2	164,2	109,9	23,5	78,9	173,3	84,4	88,5
15	12,8	77,6	87,0	91,2	94,4	4,9	76,5	16,0	81,0	166,0	78,1	90,7	89,1	81,7	171,0	102,8	13,7	85,3	166,5	76,7	89,3
24	4,1	85,4	90,2	90,5	81,8	172,0	67,6	22,1	86,8	157,3	68,1	86,5	89,2	83,9	3,9	94,0	8,6	82,6	157,9	68,1	88,5
32	27,0	116,7	89,5	75,9	62,0	147,3	40,8	59,5	64,7	126,7	42,5	76,5	102,0	114,7	28,4	67,2	40,4	58,1	128,3	41,4	78,6
64	40,7	131,1	92,0	66,0	57,5	137,6	35,3	77,2	57,6	117,4	34,5	70,4	112,0	119,3	38,4	59,5	57,1	49,5	116,4	32,8	72,1
75	45,6	135,7	93,4	63,3	57,6	135,7	34,0	82,7	57,0	112,7	32,5	68,3	114,5	119,3	40,1	56,8	62,1	46,7	111,9	30,7	70,0
97	59,5	30,6	94,2	50,5	116,3	128,9	38,6	83,5	51,8	102,1	151,4	64,8	126,8	65,4	46,9	54,8	106,1	40,1	100,4	154,8	67,2
100	61,7	28,6	95,4	48,7	116,0	127,5	40,0	80,1	51,6	100,2	150,5	63,2	128,6	65,5	48,3	54,8	102,5	38,8	98,7	153,1	65,2

% An.	Gesetz 8			Gesetz 9			Gesetz 10			Gesetz 11			Gesetz 12			Gesetz 13		
	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c
0	86,0	14,0	76,6	112,7	28,5	73,0	106,3	34,4	119,6	104,7	64,7	30,0	152,4	78,9	115,2	147,5	96,6	59,1
4	82,8	13,0	79,1	109,5	25,1	75,5	103,5	35,3	121,8	103,6	61,8	32,4	150,7	77,6	111,0	148,4	93,3	59,0
15	76,2	14,9	84,6	102,6	15,0	82,1	97,6	39,8	128,5	99,4	53,4	38,8	146,2	74,0	119,2	149,2	82,3	60,7
24	67,6	23,4	83,4	93,9	5,4	85,8	92,0	50,5	39,3	93,1	39,4	129,5	142,3	73,2	57,5	144,5	69,4	117,3
32	41,5	61,0	61,5	66,3	38,4	61,3	82,7	76,5	14,8	63,6	30,6	104,8	129,8	64,8	50,9	116,4	90,6	104,5
64	37,3	78,6	54,7	57,9	55,3	51,6	84,4	87,8	5,5	49,8	41,6	95,2	125,0	62,3	47,9	102,2	13,8	96,3
75	36,4	84,4	54,2	54,7	60,2	49,7	84,5	90,7	5,3	44,5	46,1	98,2	122,1	61,2	46,4	97,4	7,8	94,0
97	41,9	82,1	48,9	51,7	107,3	43,1	90,6	84,2	5,7	30,5	120,2	86,4	118,1	123,8	46,2	83,4	172,8	88,8
100	43,4	78,5	49,8	51,4	103,9	42,0	91,8	82,4	7,6	27,9	117,1	85,0	117,4	122,8	45,2	81,0	170,0	86,8

Winkel der 13 Zwillingsachsen der Plagioklasse mit den optischen Vektoren a, b, c,
zur Konstruktion der Tafel III verwendet.

% An.	Gesetz 1			Gesetz 2			Gesetz 3			Gesetz 4			Gesetz 5			Gesetz 6			Gesetz 7		
	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c
0	157,1	67,7	95,8	87,4	76,4	14,1	93,5	18,5	108,1	4,4	87,1	92,7	88,5	72,0	18,3	66,9	26,6	108,7	4,0	87,1	92,0
4	160,0	70,1	95,2	88,2	78,6	11,6	96,7	17,1	105,6	6,7	84,2	92,5	89,6	74,2	15,8	70,1	23,5	101,1	6,7	84,4	91,5
15	167,2	77,6	93,0	91,2	85,6	4,9	103,5	16,0	99,0	14,0	76,1	89,3	90,9	81,7	9,0	77,2	13,7	94,7	13,5	76,7	90,7
24	175,9	85,4	89,8	89,5	81,8	172,0	112,4	22,1	86,8	22,7	69,1	86,5	89,2	86,1	176,1	86,0	8,6	82,6	22,1	68,1	88,5
52	27,0	63,3	90,5	104,1	62,0	147,3	139,2	59,5	64,7	51,3	42,5	76,5	102,0	65,3	112,8	40,4	58,1	51,7	41,4	78,0	78,0
64	40,7	48,9	88,0	114,0	57,5	187,6	144,7	77,2	57,6	62,6	34,5	70,4	112,0	60,7	141,6	120,5	57,1	46,5	69,6	32,8	72,1
75	45,6	44,3	86,6	116,7	57,6	135,7	146,0	82,7	57,0	67,3	32,5	68,3	114,5	60,7	139,9	123,2	62,1	46,7	68,1	30,7	70,0
97	59,5	30,6	85,8	129,5	63,7	128,9	38,6	83,5	128,2	77,9	28,6	64,8	126,8	65,4	183,1	125,2	73,9	40,1	79,6	25,2	67,2
100	61,7	28,6	84,6	131,3	64,0	127,5	40,0	80,1	128,4	79,8	29,5	63,2	128,6	65,5	131,7	125,2	77,5	38,8	81,3	26,9	65,2

% An.	Gesetz 8			Gesetz 9			Gesetz 10			Gesetz 11			Gesetz 12			Gesetz 13		
	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c
0	94,0	14,0	103,4	67,3	28,5	107,0	73,7	34,4	60,4	75,3	64,7	150,0	27,6	78,9	64,8	147,5	83,4	59,1
4	97,2	13,0	100,9	70,5	25,1	104,5	76,5	35,3	58,2	76,4	61,8	147,6	29,3	77,6	64,0	148,4	86,7	59,0
15	103,8	14,9	95,4	77,4	15,0	97,9	82,4	39,8	51,5	80,6	53,4	141,2	33,8	74,0	60,8	30,8	82,3	119,3
24	112,4	23,4	83,4	86,1	5,4	85,8	88,0	50,5	39,3	86,9	39,4	129,5	37,7	73,2	57,5	35,5	69,4	117,3
52	136,5	61,0	61,5	113,7	38,4	61,3	97,3	76,5	14,8	116,4	30,6	104,8	50,2	64,8	50,9	63,6	30,6	104,5
64	142,7	78,6	54,7	122,1	55,3	51,6	95,6	87,8	5,5	130,2	41,6	95,2	55,0	62,3	47,9	77,8	13,3	96,3
75	143,6	84,4	54,2	125,3	60,2	49,7	84,5	89,3	174,7	135,5	46,1	93,2	57,9	61,2	46,4	82,6	7,8	94,0
97	41,9	82,1	131,1	128,3	72,7	49,1	89,4	84,2	174,3	149,5	59,8	86,4	61,9	56,7	46,2	96,6	7,2	88,8
100	43,4	78,5	131,2	128,6	76,1	40,0	91,8	82,4	172,4	152,1	62,9	85,0	62,6	57,2	45,2	99,0	10,0	86,8

oder Süden, *b* in das Zentrum, *c* in den Osten oder Westen) und das kristallographische Gebäude zur Wanderung gebracht. Man sieht also hier, auf welchen Bahnen die verschiedenen Zwillingsachsen 1—13 sich bewegen. Greift man zur Verdeutlichung das Beispiel des Labradorits mit 52% An und als Zwillingsachse das Periklingesetz (Gesetz 2) heraus, so hat man die Abstände der drei Punkte 52 in Tafel II auf den drei Kurven *a*, *b*, *c* von dem Punkt 2 (mit rechteckiger Umrahmung und mit der näheren Bezeichnung 15—52) zu ermitteln. Dies geschieht mit hinreichender Genauigkeit abermals auf graphischem Wege nach dem Wulffschen Verfahren und führt zu den Werten der Tabelle S. 512. Mehrfache Wiederholungen haben gezeigt, daß bei sorgfältigem Arbeiten eine Fehlergrenze von $\pm 0^{\circ},4$ nicht überschritten zu werden braucht. Für das Beispiel des Labradorits ergeben sich diese Abstände zu $75^{\circ},9$, $62^{\circ},0$, und $147^{\circ},3$. Überträgt man nun diese Winkel in das Netz der Tafel III und nimmt als Ausgangspunkte der Abtragung immer das vorn gelegene *a*, das rechts gelegene *c* und das im Zentrum gelegene *b*, so muß man einige Winkel der Tabelle auf S. 512 durch ihre Supplemente ersetzen. Auf diese Weise erhält man schließlich die Werte auf S. 512 und daraus das Bild der Tafel III.

130. Das Fedorowsche Mikroskop. Zur Ausführung der Fedorowschen Methode verwendet man zwei Arten von Mikroskopen, die beide zuerst von der Firma Fueß bzw. ihrem früheren Abteilungsleiter C. Leiß, der sich inzwischen selbständig machte, ausgeführt wurden. Der eine Typus, der einer Anregung von W. W. Nikitin seine Entstehung verdankt¹⁾, ist in Fig. 533 zu sehen, der andere, der auf Veranlassung von V. de Souza-Brandão gebaut wurde²⁾, ist S. 403 Fig. 409 in der älteren, S. 516 Fig. 534 in der neusten ihm durch C. Leiß gegebenen Form³⁾ abgebildet. Diese Mikroskope, die man beide als Fedorowsche Universal- oder Theodolitmikroskope bezeichnen könnte, mögen hier als das Nikitinsche und das Brandão-Leißsche Modell unterschieden werden. Bei dem ersten hat man es mit einem Polarisationsmikroskop zu tun, das im Grunde nur eine erhöhte Tubusführung besitzt und sich dadurch besser als ein kleines Instrument zur Aufnahme jenes wichtigen Apparates eignet, der unter der Bezeichnung des Fedorowschen Tisches bereits S. 500 kurz erwähnt ist und S. 517—521 näher beschrieben wird. Alle anderen zur Aufsetzung eines solchen Fedorowschen Tisches genügend großen Polarisationsmikroskope können denselben Zweck er-

¹⁾ R. Fueß, Katalog 132 (1909). 56.

²⁾ C. Leiß, Z. X. 49. 1911. 193—197; V. de Souza-Brandão, Comunicações do Serviço Geológico de Portugal. 10. 1914. 22—27; W. W. Nikitin, La méthode universelle de Fedoroff. l. c. 1914. 92—99.

³⁾ C. Leiß, Zentralbl. f. Min. usw. 1912. 733—736. Z. f. Instr. 32. 1912. 377 bis 379; s. auch W. W. Nikitin, l. c. 103—104.

schnitt T-förmige Bogen *UU* trägt unten die Platte *A* für den drehbaren Tisch *la* und endet oben in einem hinter der Griffschraube *tk* liegenden Zahnrad, das dem Tubus die übliche grobe Bewegung erteilt. Eine Feinbewegung ist bei der geringen zwischen 30 und 120 liegenden

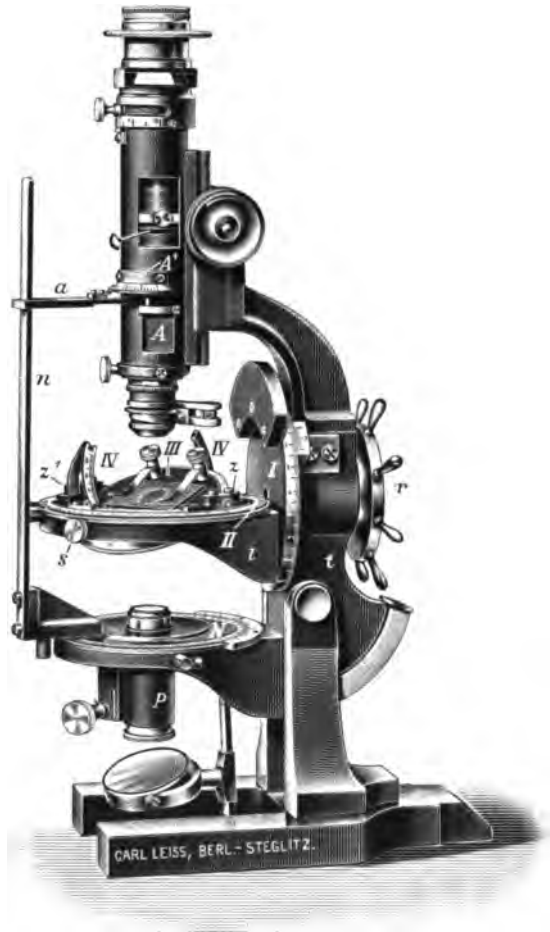


Fig. 534.

Theodolitmikroskop in der Brandão-Leißchen Form von C. Leiß.

Vergrößerung nicht erforderlich. Der Tubus setzt sich aus zwei Rohren zusammen. Das obere engere Rohr trägt Okular *OG* und Amicische Linse *lB*, sowie einen Teller *pa* zum etwaigen Aufsetzen eines Analysators und eine mit Kulisse *rs* verschließbare Öffnung *Os* für das Gipsblatt. Das untere weitere Rohr des Tubus nimmt den Tubusanalysator *an* auf, zeigt

bei *js* die eine der Schrauben für die Zentrierung des Objektivs, ist bei *ts* zur Einfügung des Gipsblatts durchbrochen und endet unten mit der Objektivklammer *op* und dem Objektiv *ob*.

Der Fedorowsche Tisch wird mittelst der Schrauben *ts* auf dem Mikroskoptisch *la* aufgeschraubt, dessen Limbus an zwei Nonien *1na* und *2na* im Abstand von 45° abgelesen werden kann. Eine Schraube zum Festklemmen des Mikroskoptisches ist in Fig. 533 nicht sichtbar. Der Polarisator *pol* ist am unteren Ende mit einer in der Figur ebenfalls nicht sichtbaren Irisblende zur Regelung der Beleuchtung versehen, die noch weiter durch Auf- und Abbewegung des Polarisators mit seinen Beleuchtungslinsen durch das Zahnrad bei *pk* geändert werden kann. Die Beleuchtungslinse an diesem Instrument ist die in Fig. 342 u. 493 beschriebene mit langer Brennweite, damit die Lichtstrahlen weit oberhalb des Mikroskoptisches in der Höhe des Fedorowschen Tisches konzentriert werden. Schließlich ist unten bei *sp* der doppelseitige Hohl- und Planspiegel angebracht. Auf die Einrichtung des Fedorowschen Tisches selbst soll erst eingegangen werden, nachdem das zweite Fedorowsche Mikroskop in seinen Grundzügen beschrieben ist. Dieses Brandão-Leißsche Modell ist in Fig. 534 abgebildet und hat noch etwas größere Dimensionen als das vorige, wenn dies auch bei dem Vergleich der Figuren 533 und 534 nicht zum Ausdruck kommt. Der obere und der untere Teil unterscheiden sich nicht wesentlich von der Nikitinschen Anordnung, der mittlere Teil ist aber gänzlich anders gestaltet, indem man den Fedorowschen Tisch dem ganzen Bau eingliederte und zunächst eine Durchbohrung des Stativs bei *r* vornahm, wie dies schon Ross-Zentmayer und ihre Nachahmer in den siebziger Jahren des vorigen Jahrhunderts allerdings zu ganz andern Zwecken getan hatten. Diese Konstrukteure versuchten durch Neigung von Mikroskoptisch und Tubus gegeneinander die Mannigfaltigkeit der Beleuchtung zu erhöhen, was man bekanntlich heutzutage mit dem Abbeschen Kondensor viel einfacher erreicht. Verschiedene Abbildungen solcher Mikroskope findet man bei W. B. Carpenter, *The microscope and its revelations*, 7. Aufl. London 1891 in den Figuren 133 bis 143. — Nach einer Neigung des großen Kreises *II* in Fig. 534 gegen die Tubusachse kann eine Drehung des Präparates um diese letztere Achse nicht mehr geschehen. Dafür tritt bei diesem Instrument die Vorrichtung zur Drehung der beiden Nicolschen Prismen *P* und *A* ein. Zur Bestimmung des Drehungswinkels dient der Teilkreis *N* mit Noniusablesung auf $5'$. Die gemeinsame Nicoldrehung geschieht nach dem Sommerfeldtschen Vorschlag (s. S. 402) mittelst der Stange *n* und dem Arm *a*.

Um nun den Fedorowschen Universaltisch in den verschiedenen Formen, in denen er in den Figuren 533, 534, 535 und 537 auftritt, zu verstehen, wird es zunächst angezeigt sein, die voneinander etwas abweichenden Bezeichnungen in den ersten drei Figuren, sowie im Anschluß hieran auch die der Figur 536 gegenüberzustellen. Die Zeitverhältnisse

haben eben nicht erlaubt, neue Druckstöcke mit übereinstimmender Beschriftung anfertigen zu lassen.

B e n e n n u n g	in Fig. 533	in Fig. 534	in Fig. 535 ¹⁾	im Text und in Fig. 536
Tischachse	—	—	—	T
Tischlimbus	la	—	—	Tl
Immobilie Achse	J	r	J	J
Limbus der immobilien Achse	li	I	li	Jl
Achse des äussersten Limbus	—	—	—	M
Äusserster Limbus	M	II	—	MI
Achse des inneren Limbus	—	—	—	N
Innerer Limbus	—	III	—	Nl
Achse der Wrightschen Bügel (H-Achse)	H	—	H	H
Limbus der Wrightschen Bügel	—	IV	—	Hl
Klemmschraube der immobilien Achse . . .	si	—	i	—
Klemmschraube des äussersten Limbus . .	n	s	m	—
Klemmschraube der H-Achse	—	z, z ¹	h	—
Kreis mit Marke z	—	—	M	z
Befestigungsschrauben des Fedorowschen Tisches	ts	—	ts	ts
Oberes Kugelsegment	os	—	os	—
Befestigungsschrauben des Kugelsegments	ss	—	ss	—
Glasscheibe mit Strichkreuz	N	—	N	—
Präparat	—	—	gP	—

An einem mit Fedorowschem Tisch versehenen Polarisationsmikroskop gibt es hiernach fünf Achsen *T*, *J*, *M*, *N*, *H*, deren zugehörige Teilkreise man, falls eine Verwechslung von Achse und Limbus zu befürchten ist, mit *Tl*, *Jl*, *Ml*, *Nl*, *Hl* bezeichnen mag. Von diesen fünf Achsen ist nur die erste in Paragraph 109 unter den dortigen 8 Achsen eines Polarisationsmikroskops bereits erwähnt und dort mit *Ti* zur Unterscheidung von der Tubusachse *Tu* bezeichnet worden.

1. Die Achse des Mikroskoptisches oder die Achse *T* mit dem zugehörigen Limbus *Tl*. Diese Achse wird von andern Autoren zuweilen die *A*-Achse genannt. Sie fällt bei dem Brandão-Leibschens Instrument fort und wird hier durch die synchrone Drehung der Nicolschen Prismen ersetzt.

2. Die bei aufrechter Stellung des Mikroskops immer horizontal liegende Achse *J* des Fedorowschen Tisches mit zugehörigem Limbus *Jl*. Diese Achse hat Fedorow die immobile Achse genannt (s. o. S 500). weil sie während der Messung stets dieselbe Lage beibehält. Bei dem

¹⁾ Dieser Tisch wurde nach Fedorows Angaben von R. Fuß hergestellt und zuerst von C. Leib beschrieben. N. J. 1897. II. 93—94.

Brandão-Leiße'schen Modell erfährt sie überhaupt keine Lagenänderung, während sie bei dem Nikitinschen Modell vorübergehend (zur Bestimmung des optischen Charakters s. S. 529) unter 45° gegen die Nicolhauptschnitte gedreht wird. Diese *J*-Achse liegt bei der üblichen Stellung des Mikroskops zum Beobachter entweder frontal, wie bei dem

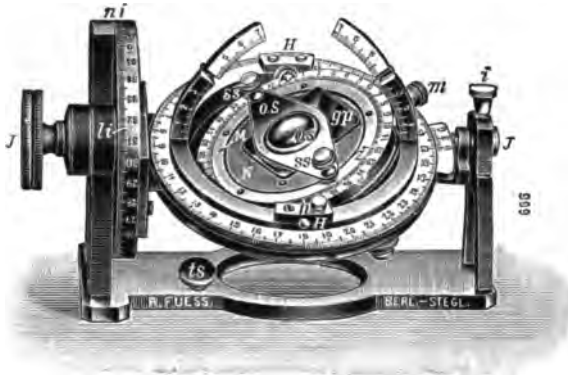


Fig. 535.

Moderner Fedorowscher Tisch von R. Fuess.

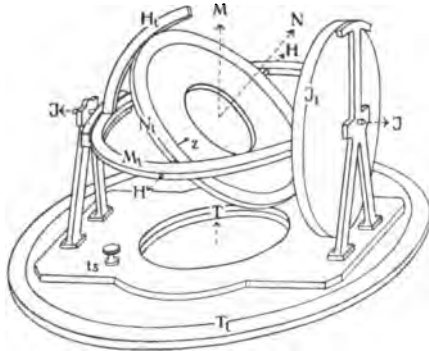


Fig. 536.

Fedorowscher Tisch, schematisch.

Nikitinschen oder sagittal, wie bei dem Brandão-Leiße'schen Instrument.

3. Die Achse *M* des äußersten, bei Nullstellung des Fedorowschen Tisches horizontalen Teilkreises *Ml*, dessen Teilung von 0° bis 360° entgegengesetzt dem Uhrzeigersinn läuft. Diese Achse wird jetzt seltener gebraucht als bei den ursprünglichen Modellen (s. Fig. 529), die nur *J*- und *M*-Achse enthielten.

4. Die Achse *N* des innern bei Nullstellung horizontalen Teilkreises *Nl* des Fedorowschen Tisches, mit einer Teilung von 0° bis 360° im

Sinne des Uhrzeigers. Der in diesem Limbus drehbare Metallring, der die zur Auflage des Dünnschliffs dienende Glastafel einfaßt, trägt die wichtige Marke z , deren Stellung also am Limbus Nl abgelesen wird.

5. Die Achse H , die bei der Messung immer zur J -Achse, zur M -Achse und zur N -Achse senkrecht liegt, hat einen Limbus Hl , der in Form der Wrightschen Bogenstücke nur teilweise vorhanden ist. Diese auch unter dem Namen der Wrightschen Bügel gehende Ergänzung zum Fedorowschen Tisch wurde zuerst 1907 beschrieben¹⁾, hat aber ihren Vorläufer in einer Konstruktion, die C. Klein schon 1898 angab²⁾.

Das eigentliche Theodolitsystem, also jenes System von 2 aufeinander senkrecht stehenden Achsen, das alle Richtungen des Raums eindeutig festzulegen erlaubt, wird durch die beiden Achsen N und H mit ihren zugehörigen Kreisen Nl und Hl verkörpert. Die abgelesenen Winkel haben dieselbe Bedeutung für die räumliche Orientierung, wie in der Astronomie die Winkel für Azimut und Zenitabstand oder in der Geographie die Winkel für Länge und Polabstand. Azimut oder Länge werden also am Limbus Nl mittelst der Marke z , Zenit- oder Polabstand werden an den Wrightschen Bügeln durch kleine Ansätze, die am N -Limbus befestigt sind, abgelesen.

Zur Vergrößerung des Winkelraums, innerhalb dessen die Beobachtungen angestellt werden können, ohne bei schiefer Stellung den Durchblick zu hindern, hat Fedorow seit 1896³⁾ das Präparat beiderseits mit Adamschen Kugelsegmenten⁴⁾ bedeckt. Diese Segmente sind so abgeschliffen, daß die zu untersuchende Stelle des Dünnschliffs im Zentrum der ganzen Glaskugel liegt. Diese Kugel wird von unterem Segment, Glastisch, Deckglas, Dünnschliff, Objektträger und oberem Segment gebildet. Sie ist in Fig. 533 kaum, in Fig. 535 und 537 in dem oberen Teil deutlich nebst den zur Befestigung dienenden Metallflügeln zu sehen. Der optische Kontakt zwischen den einzelnen Glasschichten geschieht am bequemsten mittelst Glycerin.

Es sind noch zwei Vorzüge des neuen Brandão-Leißschen Instruments gegenüber dem etwas früher entstandenen Nikitinschen Modell mit seinem Fedorowschen Tisch zu erwähnen. Man kann die Schliffebene des auf dem Hilfskreis III (Fig. 534) liegenden Präparats genau in die Verlängerungen der Achsen J und H bringen, wozu die geränderte Auflageplatte für das Präparat etwas höher oder tiefer zu schrauben ist. Man hält dazu den Kreis III fest und dreht die Auflageplatte, deren Muttergewinde sich im Kreis III befindet. Ferner sind noch einmal die großen Dimensionen dieses Instruments und vor allem die damit zusammenhängenden Ausmaße des Fedorowschen Theodolit-

¹⁾ Am. Journ. 24. 1907. 343—345.

²⁾ S. B. A. 1898. 321. Fußnote 2.

³⁾ Z. X. 26. 1896. 229.

⁴⁾ Siehe oben S. 459, Fußnote 2.

systems zu betonen. Zuerst nahm Fedorow die Beobachtungen an eigens für diese Zwecke auf nur zwei Zentimeter großen runden Objektträgern montierten Präparaten vor. Jetzt verlangt man, nicht nur die Präparate des Heidelberger Formats (30×30 mm), sondern auch die des Giëßener Vereinsformats (28×48 mm) auf dem Fedorowschen Tisch untersuchen zu können, was bei diesem Brandão-Leißschen Modell in der Tat möglich ist. Man braucht also nicht mehr seine Dünnschliffe für diese Zwecke zu zerschneiden, um die Feldspäte nach Fedorow bestimmen zu können. Der gleiche Wunsch wird von einem erst kürzlich



Fig. 537.

Moderner Fedorowscher Tisch von E. Leitz.

von der Firma Leitz in Wetzlar angefertigten Fedorowschen Tisch befriedigt, der in Fig. 537 abgebildet ist. Die Konstruktion lehnt sich eng an das bewährte Muster des Fußschen Modells Fig. 535 an, ist aber wie gesagt in größeren Dimensionen gehalten, so daß dieser Tisch mit einem entsprechend großen Polarisationsmikroskop die gleiche Verwendbarkeit besitzt wie das Brandão-Leißsche Instrument. Die Größenunterschiede treten in den Figuren 535 und 537 nicht so deutlich wie in Wirklichkeit hervor. Zu dem Tisch werden zwei Paar sphärischer Segmente mit verschiedenen brechenden Gläsern ($n = 1,516$ und $n = 1,649$) geliefert.

131. Herrichtung des Fedorowschen Mikroskops. Die Prüfungen der Achsenlagen am Theodolitmikroskop können erst mit Erfolg durchgeführt werden, wenn die in Paragraph 109 genannten 8 Achsen in die richtige Lage gebracht sind. Diese Herrichtungsarbeiten müssen also den nunmehr zu besprechenden vorausgegangen sein. Es mögen, um syste-

matisch zu verfahren, die Zentrierungen von den Justierungen getrennt werden. Bei den ersteren handelt es sich um Parallelverschiebungen, bei den letzteren um Richtungsänderungen. Zu den Zentrierarbeiten (S. 522—523) gehört das Einstellen der fünf Achsen T , J , M , N , H des Nikitinschen und der vier Achsen J , M , N , H des Brandão-Leißschen Instruments auf den Schnittpunkt S des in der Glasplatte des Fedorowschen Tisches liegenden Kreuzes. Zu den Justierarbeiten (523—527) sind diejenigen zu zählen, die eine Richtungslagerung der Achsen im Sinne der schematischen Figur 538 anstreben. Hiernach sollen in der sog. Grundstellung des Fedorowschen Tisches, wo T -, N -, J -, H -Limbus auf 0° und M -Limbus auf 90° eingestellt ist, die Achsen M und N zusammenfallen und in der Verlängerung der Achse T liegen; ferner sollen die Achsen J und H aufeinander und zu jenen drei Achsen M , N und T senkrecht stehen.

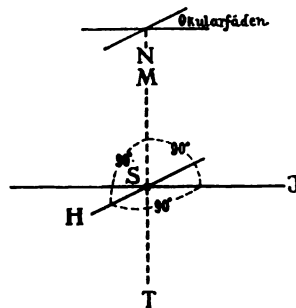


Fig. 538.

Endlich sollen in der Grundstellung des Instrumentes die Okularfäden der J - und der H -Achse parallel laufen, sowie auch die Nicolhauptschnitte mit diesen Achsen zusammenfallen.

1. Die Zentrierungen sind an den beiden Mikroskoptypen nicht sehr verschieden, man hat nur zu berücksichtigen, daß der T -Limbus am Brandão-Leißschen Instrument nicht vorhanden ist, daß er aber in der Grundstellung den M -Limbus ersetzt. Die Arbeiten am Nikitinschen Instrument gelten ganz allgemein für jedes mit einem Fedorowschen Tisch versehene Polarisationsmikroskop. Man stellt vorerst die Mikroskopachse auf den ruhenden Punkt des Tisches, bringt am Fedorowschen Tisch alle Nonien und Marken auf die Nullpunkte ihrer Teilungen und setzt nun den Fedorowschen Tisch so auf den Tisch des Mikroskops, daß der Punkt S im Fadenkreuzschnittpunkt des Okulars abgebildet wird. Endlich zieht man in dieser Stellung die Schrauben t_s (Fig. 533 oder 535) fest an. Zu dieser Operation bedarf es nur einer schwachen Vergrößerung. Wenn nun in der Tat die Mikroskopachse Mi auf den ruhenden Punkt des Mikroskoptisches eingestellt ist, und wenn ferner die Zahnstangenachse Z zur Tischachse T parallel gelagert ist, bedarf es für jetzt nur dieser Einstellung des Punktes S auf das Fadenkreuz. Zur Kontrolle

dreht man noch einmal den Mikroskoptisch mit dem darauf montierten Fedorowschen Tisch und überzeugt sich von der Ruhelage jenes Punktes *S*. Darauf klemmt man den Mikroskoptisch fest, lockert die Klemmschraube des Limbus *M* und wiederholt die Drehung mit dem *M*-Limbus; alsdann klemmt man auch den *M*-Limbus fest und wiederholt zum drittenmal die Drehung mit dem *N*-Limbus, d. h. mit dem Metallring, der die Marke ε trägt und innerhalb des *N*-Limbus liegt. Alle drei Drehungen dürfen keine erhebliche Änderungen in der Lage des Punktes *S* hervorbringen. Sollten hier dennoch schlagende Bewegungen von erheblichem Maß eintreten, so wären passende mechanische Änderungen vielleicht gar in der Werkstatt vorzunehmen. Die Ursachen können in einer exzentrischen Einkittung des Glaskreuzes innerhalb des *N*-Limbus, sowie auch in einer fehlerhaften Stellung der *H*-Achsenlager auf dem *N*-Limbus liegen. Abweichungen unter 50μ wird man unberücksichtigt, größere aber korrigieren lassen.

Wenn auf diese Weise die Einstellung der *T*-, *M*-, und *N*-Achsen auf den *S*-Punkt gewährleistet ist, geht man über zur *J*- und *H*-Achse. Diese Achsen können nur in dem einen Fall durch den Punkt *S* gehen — und nicht etwa darüber oder darunter vorbei wandern — wenn das Bild von *S* bei Drehung um diese Achsen *J* und *H* in Ruhe bleibt. Auch läßt sich an dem Richtungssinn des Ausschlags und unter Berücksichtigung der mikroskopischen Bildumkehr feststellen, ob *S* über oder unter der betreffenden Drehachse liegt. Dreht man den *J*-Limbus oben nach vorne und sieht man dabei das Bild ebenfalls nach vorne wandern, so liegt es unterhalb der *J*-Achse und muß passend gehoben werden. An dem Brandão-Leißschen Instrument kann man diese Hebung oder Senkung durch Schraubung an dem Reif der Glastafel vornehmen, wie dies schon S. 520 erwähnt wurde. Sollte bei dieser Einstellung die Ruhe des *S*-Punktes nur für die *J*-Achse, nicht aber für die *H*-Achse, zu erreichen sein, so ist dies ein Zeichen dafür, daß die Achsen *J* und *H* in verschiedener Höhe gelagert sind. In diesem Falle muß wieder eine Nachbearbeitung in der Werkstatt erfolgen. Diese Zentrierarbeit nimmt man zuerst ohne Kugelsegmente und ohne Dünnschliff, also nur mit der Glastafel und ihrem Strichkreuz *S*, vor. Später, wenn die Justierungen durchgeführt sind, setzt man die Kugelsegmente auf und schiebt auch einen Dünnschliff ein, genau so wie bei allen ferneren Messungen.

2. Die Justierung, also die räumliche Lagerung der fünf Achsen *T*, *J*, *M*, *N*, *H* des Nikitinschen Instruments im Sinne der Figur 538. wird zweckmäßigerweise erst in Angriff genommen, nachdem man die Überzeugung gewonnen, daß alle fünf Achsen durch den Punkt *S* gehen. Man beginnt dabei am besten mit der Achse des innersten Kreises also mit der *N*-Achse und definiert diese zwar als die Achse des *N*-Limbus, beobachtet sie aber als Normale der Glastafel. Es ist daher zunächst festzustellen, ob diese Glastafel wirklich diesem *N*-Limbus parallel läuft oder, experimentell betrachtet, ob ihre Normale in Ruhe bleibt, wenn die

Drehung der Glastafel mit ihrem z -Ring innerhalb des N -Limbus erfolgt. Diese Beobachtung geschieht bei Klemmung der T -, J -, M - und H -Achse an einem Reflexbild der Glastafel im Amicischen Fernrohr bei Drehung der Glastafel mit ihrem z -Ring innerhalb des N -Limbus. Man lenkt seine Aufmerksamkeit einstweilen nur auf die angestrebte Ruhe des Bildes. Sollte diese nicht eintreffen, so muß die Einkittung der Glastafel neu vorgenommen werden. Man wiederholt alsdann die Beobachtung dieses ruhenden Reflexes bei Drehung innerhalb des M -Limbus, stellt aber vorher die Ansätze des N -Limbus auf die Nullpunkte der *Wright*-schen Bügel. Wenn nun hierbei ein Schlagen des Bildes stattfindet, so kann dies entweder an den zu korrigierenden Nullpunkten jener Bügel oder an einer falschen Lagerung der H -Achse liegen. Im letzteren Fall wäre wieder die Hilfe des Mechanikers in Anspruch zu nehmen. In welchem Sinne diese etwaige Änderung an den H -Achsen auszuführen ist, kann leicht festgestellt werden, wenn man die H -Achse frontal stellt und einen fernen Gegenstand in der sagittalen Ebene an der vorderen und an der hinteren Seite der Glastafel nach Drehung um 180° um H im Amicischen Fernrohr beobachtet. Die Glastafel selbst pflegt von solcher Qualität zu sein, daß sie an sich den Reflex höchstens um ± 2 Bogenminuten nach beiden Seiten abweichend reflektiert, daß sie also für diese Zwecke als planparallel angesehen werden darf. Nach den erfolgten etwaigen Korrekturen weiß man nun, daß N - und M -Achse parallel laufen, und erfährt auch aus der letzten Beobachtung des Durchschlagens die Erfüllung der Forderung der senkrechten Lage der N - und M -Achse gegen die H -Achse. Die Genauigkeit der Orientierung läßt sich mit einem aus Objektiv 0, Okular 2 und einer passenden, dem Instrument beigegebenen Amicischen Linse bestehenden Fernrohr von der Vergrößerung $\frac{1}{3}$ (s. S. 456) bequem bis auf Zehntel Bogengrade kontrollieren. Über das Maß einer etwaigen schlagenden Bewegung der Bilder erhält man bald eine konkrete Vorstellung, wenn man entweder, wie oben S. 430 bei der Prüfung des Parallelismus der Zahnstangenbewegung erwähnt, auf eine bekannte Skala in bekannter Entfernung einstellt oder die Ausschläge durch Drehung der Glasplatte um die J -Achse direkt mißt.

Die Einstellung der M - oder N -Achse senkrecht zur J -Achse geschieht wieder mit dem Amicischen Fernrohr durch Reflexbeobachtung eines fernen Gegenstandes bei passender Drehung — diesmal um die J -Achse — zuerst von der vorderen und dann von der hinteren Seite der Glastafel. Für den Fall, daß die Glastafel der J -Achse parallel läuft oder anders ausgedrückt, daß M - und N -Achse auf der J -Achse senkrecht stehen, müssen die Bilder von beiden Seiten an der gleichen Stelle des sagittalen Okularfadens erscheinen, vorausgesetzt, daß man die J -Achse in die frontale Lage gebracht hat.

Zur Einstellung der H -Achse senkrecht zur J -Achse bringt man beide Achsen zuerst auf die nachstehende Weise in Parallelstellung. Man dreht die Glastafel mit ihrem N -Limbus etwa senkrecht zum M -Limbus,

stellt diesen letzteren sowie auch den *T*-Limbus auf etwa 0° seiner Teilung und läßt einen fernen Gegenstand in das Amicifernrohr einmal von der vorderen und dann von der hinteren Seite der Glastafel durch passende Drehung um die *J*-Achse reflektieren. Die Bilder werden nur dann in beiden Stellungen am Sagittalfaden des Okulars erscheinen, wenn die Glastafel der *J*-Achse parallel läuft oder wenn, da die Glastafel der *H*-Achse bereits parallel liegt, auch die *H*-Achse mit der *J*-Achse parallel gelagert ist. Hat man diesen Parallelismus von *J*- und *H*-Achse herbeigeführt, so gelangt man zu ihrer unter 90° gekreuzten Lage, wenn man die *H*-Achse mittelst des *M*-Limbus um 90° herumdreht. Die Methode ist sehr genau.

Diese Lage von *H*- und *J*-Achse senkrecht zueinander läßt sich auch noch auf andere Weise und zwar durch mikroskopische Beobachtung — also diesmal nicht durch Fernrohrbeobachtung — bewirken. Man geht wieder von der unkorrigierten Grundstellung des Nikitinschen Instrumentes aus und stellt den *T*-Limbus, den *J*-Limbus, den *M*-Limbus, den *N*-Limbus (mit seiner *z*-Marke) und den *H*-Limbus (mittelst der Wrightschen Bügel) auf 0° . Hierbei soll die *J*-Achse und die *H*-Achse dem Frontalfaden einigermaßen parallel laufen, und ferner soll die Glastafel auch ungefähr horizontal liegen und ihr Kreuz den Okularfäden etwa parallel laufen. Darauf stellt man den Parallelismus des frontalen Arms des Glaskreuzes mit dem frontalen Okularfaden mittelst des *T*-Limbus genau her, dreht die Glastafel mit dem *N*-Limbus um die *H*-Achse um 180° herum und beobachtet denselben Arm des Kreuzes von der andern Seite. Man wird im allgemeinen eine Abweichung dieses Arms von dem frontalen Okularfaden wahrnehmen und korrigiert nun zur Hälfte am *T*-Limbus, zur andern Hälfte am *z*-Reifen des *N*-Limbus, schlägt wieder um die *H*-Achse um 180° zurück und wiederholt diese Operation, bis dieser Arm von oben und von unten beobachtet genau in derselben Richtung liegt. Nunmehr weiß man, daß die letzte Stellung der *z*-Marke am *N*-Limbus für den Parallelismus des einen Kreuzarms mit der *H*-Achse maßgebend ist. Darauf stellt man die gleiche doppelseitige Beobachtung durch Drehung um die *J*-Achse an, nimmt die nötigen halben Korrekturen am *T*-Limbus und am *M*-Limbus vor und hat nun auch bei der Koinzidenz des frontalen Kreuzarms mit dem frontalen Okularfaden die *H*-Achse parallel zur *J*-Achse gestellt. Endlich dreht man den *M*-Limbus von der letzten Stellung aus um 90° , worauf *J*- und *H*-Achse sich rechtwinklig schneiden. Mit dieser Justierung ist auch schon die S. 522 erwähnte Forderung erfüllt, wonach die Okularfäden der *J*- und der *H*-Achse parallel laufen sollen.

So ist das Gebäude des Fedorowschen Tisches bezüglich der rechtwinkligen Lagen der Achsen *J*, *M*, *N*, *H* in sich geschlossen korrigiert, und es hat als nächste Operation die Parallelstellung der *M*- oder *N*-Achse auf die *T*-Achse zu erfolgen. Man muß dazu die Glastafel so orientieren, daß diesmal bei einer Drehung um die Tischachse *T* des Mikroskops ein Reflex der Glastafel unbeweglich bleibt. Dazu eignet sich entweder

bei mikroskopischem Strahlengang die Fedorowsche Autokollimation oder bei Fernrohrstrahlengang die Gaußsche Autokollimation oder aber bei weitem am bequemsten die Beobachtung an der schräg reflektierenden Glastafel. Nur kann man diesmal nicht wie oben S. 524 (zur Beobachtung der Ruhelage) die Glastafel neigen und das Amicische Fernrohr senkrecht stehen lassen, sondern muß umgekehrt die Glastafel horizontal legen und das Fernrohr schräg aufstellen. Dazu nimmt man den ganzen Tubus einfach aus dem Mikroskopstativ heraus und bringt ihn mittelst eines Bunsenstativs in eine solche Stellung zur Glastafel des Fedorowschen Tisches, daß ein passendes Fensterkreuz oder dergl. am Fadenkreuz des Okulars erscheint. Da *J*- und *H*-Achse bereits senkrecht zueinander liegen, kann man durch geringe Neigungen um diese beiden Achsen die Glastafel so korrigieren, daß bei Drehung des Mikroskoptisches der Reflex in Ruhe bleibt, was aber nur eintreten kann, wenn die Glastafel senkrecht auf der *T*-Achse steht oder in der Grundstellung *M*- und *N*-Achse mit *T*-Achse zusammenfallen. Die nunmehrigen Ablesungen am *J*-Limbus und an den Wrightschen Bügeln sind als die wahren Ausgangspunkte der Grundstellung anzusehen. Man wird sich übrigens die Ablesungen für alle künftigen Messungen erleichtern, wenn man die Grundplatte des Fedorowschen Tisches an einigen Stellen mit kleinen Kartonblättchen so unterlegt, daß diese Korrekturen am *J*-Limbus und am *H*-Limbus (Wrightschen Bügeln) fortfallen.

Der Nullpunkt des *J*-Limbus kann auch noch auf andere sehr bequeme und genaue Weise ermittelt werden: Man beläßt das Amicifernrohr am Mikroskop und visiert nach passender Drehung der Glastafel um die *J*-Achse das Reflexbild eines fernen Gegenstands an. Die Ablesung am *J*-Limbus betrage i_1° . Man dreht alsdann den Mikroskoptisch um 180° und darauf die Glastafel um die *J*-Achse nach der andern Seite, bis wieder der Reflex an der gleichen Stelle im Fernrohr erscheint. Liest man jetzt am *J*-Limbus i_2° ab, so ergibt sich der mit i_0 zu bezeichnende Nullpunkt des *J*-Limbus zu

$$i_0 = \frac{i_1 + i_2}{2}.$$

Hierbei muß man nur beachten, daß bei der Überschreitung des Nullpunktes über 360° , der Ablesung 360° hinzuzufügen sind. Nach dem gleichen Verfahren kann man auch die Nullpunkte der Wrightschen Bügel bestimmen. Man bringt dazu durch Drehung des *M*-Limbus die *H*-Achse in die frontale Lage, dreht um die *H*-Achse bis zum Reflex, bewegt den *M*-Limbus um 180° und verfährt in gleicher Weise wie bei der Bestimmung des *J*-Nullpunktes, nur daß diesmal an Stelle der *T*-Achse die *M*-Achse tritt. Die frontale Lage ist hierbei nur deshalb erforderlich, weil sonst die Reflexion durch den *J*-Limbus gestört würde.

Die Herrichtungsarbeiten am Brandão-Leißschen Instrument sind insofern etwas anders anzuordnen, als hier die in Fig. 534 bei *r* durch das Stativ hindurchsetzende *J*-Achse die tatsächlich immobilste Achse des

ganzen Instrumentes ist und sich daher alle Justierungen von dieser Achse aus aufbauen müssen. Vorher überzeugt man sich von der zentralen Lage des Punktes S in den Achsen M , N , H , J und nimmt auch wieder die Untersuchungen im reflektierten Licht bei Fernrohrbeobachtung vor, um die ruhige Lage der Glastafelnormale bei Betätigung des M - und N -Limbus zu prüfen. Zugleich erhält man hierbei eine Kontrolle für die Nullpunkte der Wrightschen Bügel. Alsdann legt man, im Gegensatz zu dem Vorgang bei dem Nikitinschen Mikroskop, den Sagittalfaden des Okulars parallel zur J -Achse und zwar nach dem Verfahren der zweiseitigen Beobachtung des Glaskreuzes, wie dies auf S. 525 beschrieben wurde. Man legt also den einen Arm dieses Kreuzes parallel zu dem noch unkorrigierten Okularfaden, schlägt um die J -Achse ganz herum und sieht, wie weit das jetzige Bild des Kreuzarms von dem vorigen abweicht. Zwischen beiden Lagen muß die der J -Achse parallel laufende Richtung liegen. Man korrigiert zur Hälfte am M -Limbus, zur andern Hälfte am N -Limbus (dessen Marke z diesmal nicht in der Nachbarschaft von 0° liegen muß, weil das Glaskreuz durch die Vorrichtung der Höhenänderung der Glastafel eine veränderliche Lage zum N -Limbus einnimmt). Hat endlich der sagittale Arm bei doppelseitiger Beobachtung eine konstante Lage, so stellt man jetzt erst den Okularfaden hierauf ein, was durch Drehung des ganzen Okularstutzens und nachheriger Festklemmung mit der in Fig. 534 oben links vorstehenden Schraube geschieht. Dann wiederholt man diese doppelseitige Beobachtung mit der H -Achse und erreicht damit deren Parallelismus mit dem Sagittalfaden oder auch mit der J -Achse. Endlich dreht man diesen Limbus von der letzten korrigierten Stellung des M -Limbus aus um 90° und hat nun M - und J -Achse gekreuzt. Der Nullpunkt des J -Limbus, d. h. das Zusammenfallen der M - und N -Achse mit der Achse M_i oder K geschieht auch hier nicht so bequem durch Fedorowsche oder Gaußsche Autokollimation, sondern nach dem auf voriger Seite angegebenen Verfahren des doppelten Durchschlagens, das zu dem Wert $i_0 = \frac{1}{2} (i_1 + i_2)$ führt.

132. Ausführung der Fedorowschen Methode. Die Beobachtung der Erscheinungen an Feldspatzwillingen zur Ermittlung ihrer Zusammensetzung geschah von Fedorow zuerst in Luft, wurde dann aber wesentlich verbessert durch Einführung der bereits S. 459 erwähnten Adamschen Kugelsegmente aus Glas. Das untere Segment, das ein für allemal mit Glyzerin auf die untere Seite der Glastafel geheftet wird, bildet mit dieser Glastafel zusammen genau eine Halbkugel, in deren Äquatorzentrum das Kreuz S liegt. Der Dünnschliff wird, mit dem Deckglas nach unten, ebenfalls durch Glyzerin verbunden, auf diese Glastafel aufgelegt, also umgekehrt wie gewöhnlich auf dem Mikroskoptisch, und dann wiederum durch Glyzerin verbunden mit dem oberen Kugelabschnitt bedeckt. Dieses obere Segment ist so weit abgeschliffen, daß es mit den

Objektträgern von meistens $1\frac{1}{4}$ — $1\frac{1}{2}$ mm Dicke ebenfalls einigermaßen genau eine Halbkugel bildet. Das Anziehen der Schraubchen *ss* (Fig. 533 und 535) geschieht zuerst noch etwas locker, damit der betreffende Feldspatzwilling in die Mitte des Gesichtsfeldes über das Strickkreuz *S* geschoben werden kann, und die Festlegung erst nachher durch Anziehen der Schraubchen erfolgt. Nach dieser Montierung des Schriffes bringt man den Fedorowschen Tisch in seine Grundstellung und orientiert also bei dem Nikitinschen Instrument die *J*-Achse frontal, die *H*-Achse sagittal, die *M*- und *N*-Achse vertikal. Darauf beginnt man mit der eigentlichen Messung durch Drehung des Schriffes mittelst des *N*-Limbus, bis das eine Individuum des Plagioklaszwillinges zwischen gekreuzten Nicols zur Auslöschung gelangt. Als Handhaben können hierzu die Schraubchen *ss* dienen. Bei dieser Auslöschungslage des einen Individuums muß eine Ebene, die nach der Fresnelschen Konstruktion den bekannten räumlichen Winkel halbiert (s. § 33, S. 113—115), vertikal von vorn nach hinten oder von rechts nach links gehen. Sonst aber kann man noch keinerlei Angaben über die Lage der drei Vektoren α_1 , b_1 , c_1 des einen Ellipsoids, auf deren räumliche Festlegung es doch ankommt, machen. Fragt man nun einmal, welche Erscheinung einträte, wenn einer von diesen drei Vektoren mit der *J*-Achse zusammenfiel, und wenn hierbei eine Drehung um die *J*-Achse stattfände, so würde man alsbald zu der Überzeugung kommen, daß eine einmal erreichte Auslöschung nicht gestört werden könnte. So lange aber die zuerst herbeigeführte Dunkelheit nach Drehung des Präparats um die *J*-Achse eine Aufhellung erfährt, kann von dem Zusammenfallen eines optischen Vektors α_1 oder b_1 oder c_1 mit der *J*-Achse noch keine Rede sein. Man richtet nun sein Bestreben dahin, das Präparat so lange räumlich umzuorientieren, bis eben bei Drehung um die *J*-Achse jene bleibende Auslöschung eintritt. Es liegt nahe, sich bei diesen Drehoperationen des Theodolitsystems der Achsen *N* und *H* (s. S. 520) zu bedienen und also die Drehung um *N* durch passende Drehung um *H* zu ergänzen.

Um den *Modus procedendi* zusammenzufassen, bringt man, von der Grundstellung des Fedorowschen Tisches ausgehend, das Präparat mittelst des *N*-Limbus in die Auslöschungslage, dreht um 30 — 40° um die *J*-Achse nach der einen Seite, überzeugt sich von der im allgemeinen erfolgenden Störung der Dunkelheit, ruft diese wieder durch Neigung um *H* hervor, bewegt rückwärts um *J* bis zur vertikalen Lage der *M*-Achse, beseitigt eine abermalige Aufhellung durch Drehung um *H*, neigt um *J* nach der andern Seite und wiederholt von neuem die Drehungen um *N* und *H*. Das Ziel, also die bleibende Dunkelheit des einen Individuums bei Drehung um die *J*-Achse, ist in wenigen Minuten und bei intensiver Beleuchtung auch sehr genau — am besten bei Nernstlicht — zu erreichen. Nunmehr fällt ein optischer Vektor mit der *J*-Achse zusammen, ohne daß man weiß, ob dies der Vektor α_1 oder b_1 oder c_1 ist. Diese Kenntnis läßt sich auch nicht mit einem Schritt gewinnen, sondern nur auf die

Weise erreichen, daß man zunächst einmal feststellt, ob der *J*-Vektor (um den mit der *J*-Achse zusammenfallenden hier in Kürze so zu bezeichnen) optisch größer oder kleiner ($a > b > c$) gegenüber dem andern in der Horizontalen liegenden Vektor ist. Diese Bestimmung geschieht

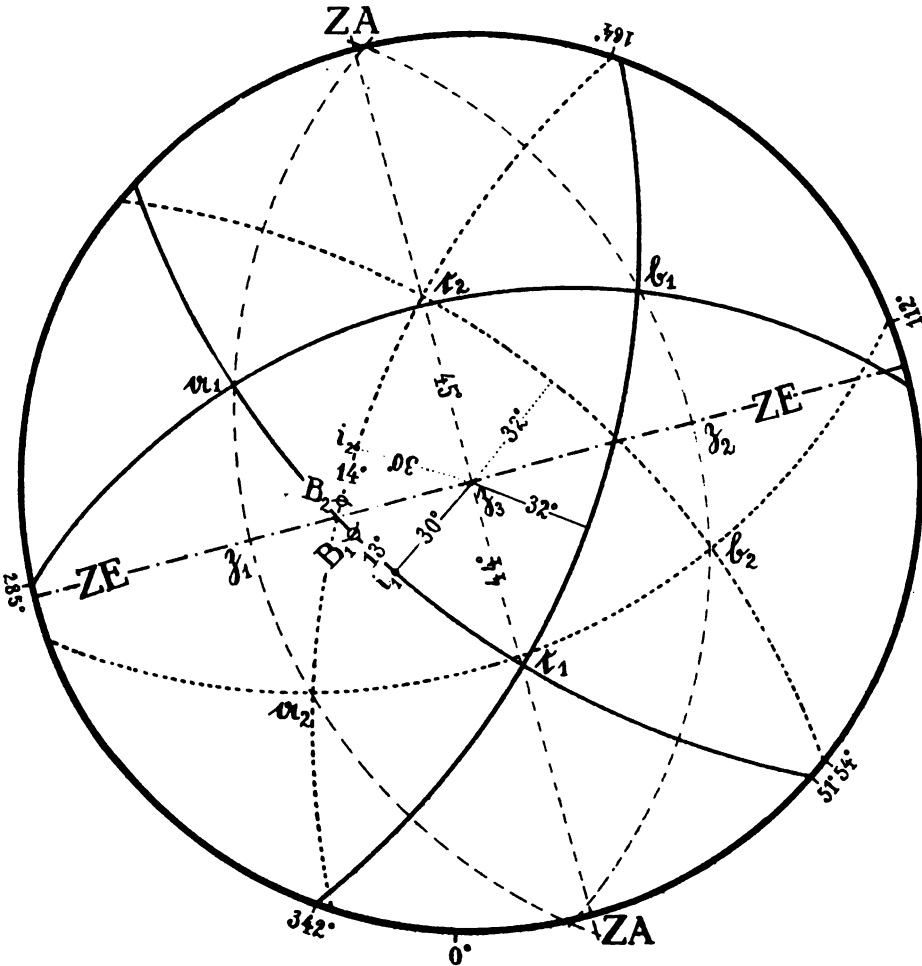


Fig. 539.

mit dem Gipsblatt vom Rot I. Ordnung. Bei dem Nikitinschen Instrument der Figur 533 wird dazu der Mikroskopisch vorübergehend in die 45° -Stellung gedreht, so daß die *J*-Achse NO—SW verläuft, bei dem Brandão-Leißchen Mikroskop geschieht diese Beobachtung nach Drehung der beiden Nicols um 45° . Das Steigen oder Fallen der Interferenzfarbe des Gipses kann zunächst nur dahin führen, den *J*-Vektor als relativ kleiner oder größer gegenüber dem senkrecht dazu

liegenden zu erkennen. Man bezeichnet den J -Vektor vorläufig als c'_1 oder a'_1 , wobei der Wert b_1 nicht ausgeschlossen ist. Dreht man in dem letzteren Fall in der 45° -Stellung das Präparat um die J -Achse, so kann nämlich auch ein Wechsel des optischen Charakters eintreten, wie dies bei der Einstellung des Hauptschnittes $a_1 c_1$ senkrecht zur J -Achse in Fig. 539 erfolgen würde. In einem solchen Fall ist der J -Vektor als b_1 unmittelbar zu bezeichnen. Man sieht auch bei passender Drehung eine neue Dunkelheit auftreten, die dem Grau der konischen Refraktion entspricht und die eine optische Achse senkrecht austreten läßt. Dieser Achsenaustritt wird ganz auffällig, wenn das Grau bei Drehung um die Tischachse gleichmäßig grau bleibt. Die Lage dieser aus Glas austretenden optischen Achse wird am J -Limbus abgelesen und dann auf das Innere des Kristalls nach dem Sinus-Brechungsgesetz umgerechnet. Wenn β und n die Brechungsindizes des Kristalls und des Glases sind, i der am J -Limbus abgelesenen Winkel und v der Winkel im Kristall ist, so folgt

$$\sin v = \sin i \cdot \frac{n}{\beta}.$$

Der Wert v läßt sich hinreichend genau durch ein passendes Diagramm auf graphischem Wege finden, worüber nähere Angaben in Paragraph 156 bei der Messung des Achsenwinkels gemacht werden.

Nachdem dieser erste optische Vektor orientiert ist und nachdem die Einstellungen an der z -Marke und den Wrightschen Bügeln aufgezeichnet sind, wiederholt man die ganze Operation für einen zweiten Vektor und stellt also nunmehr diesen parallel zur J -Achse. Dazu bringt man die J -Achse wieder in die Frontalstellung zurück, dreht den N -Limbus von seiner letzten Stellung aus bis zur nächsten Dunkelstellung desselben Zwillingindividuum und wiederholt das ganze Verfahren einschließlich der Bestimmung des optischen Charakters für den neuen J -Vektor. Bei günstiger Lage des Schliffs gelingt es auch noch den dritten Vektor parallel zur J -Achse zu orientieren oder anders ausgedrückt, alle drei optischen Hauptschnitte des Fresnelschen Ellipsoids nacheinander senkrecht zur J -Achse zu stellen, wie dies bei dem in Fig. 539 gezeichneten Fall möglich ist. Aber auch wenn eine direkte Einstellung des dritten Hauptschnitts wegen zu schiefer Lage nicht gelingen sollte, ist er doch leicht zu konstruieren. So wurde in Fig. 531 der „Aquatour“ $a_1 c_1$ senkrecht zu seinem „Pol“ b_1 und ebenso $b_2 c_2$ senkrecht zu a_2 gefunden. Auf diese Weise ist durch die Pole a_1, b_1, c_1 das Ellipsoid des einen Individuum festgelegt, und es wiederholt sich nun die ganze Operation noch einmal für das in Zwillingstellung befindliche Individuum a_2, b_2, c_2 .

Die Eintragung der Hauptschnitte und ihrer Pole, also der Ablesungen am N -Limbus durch die Marke z und an den Wrightschen Bügeln in eine stereographische Projektion, wie sie in Fig. 539 vorliegt, geschieht am besten nach einem bestimmten Schema, weil sonst manche Verwechslungen vorkommen. Man bedient sich zweckmäßig eines Wulffschen Netzes und trägt auf dessen Grundkreis die Gradzahlen

von 0° bis 360° so auf, daß sie im umgekehrten Sinne laufen, wie auf dem Limbus *N*. Wenn also wie üblich an den Fedorowschen Tischen die Teilung des *N*-Limbus im Sinne des Uhrzeigers fortschreitet, so soll sie auf dem Wulffschen Netz entgegen dem Uhrzeigersinn aufgetragen

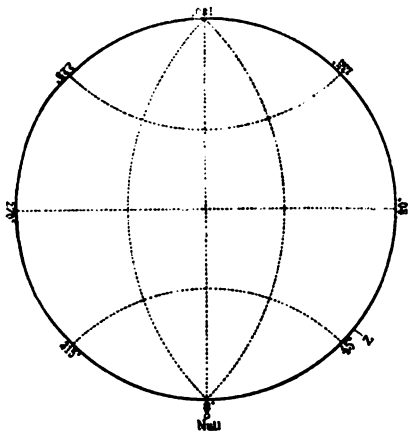


Fig. 540.

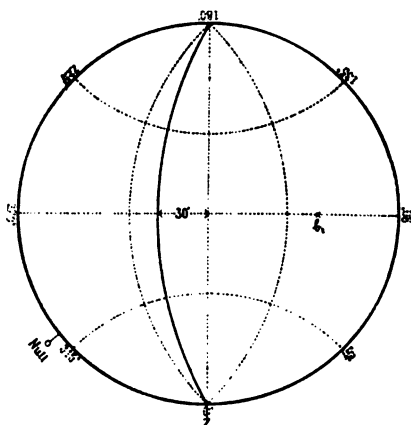


Fig. 541.

werden, wie dies die Figuren 540 und 541, die man sich unter dem Pauspapier zu denken hat, zeigen. Dem in Fig. 539 illustrierten Fall liegen folgende Ablesungen zugrunde:

Individuum	N-Limbus z-Marke	H-Limbus Wrightsche Bügel	Vektor	Optische Achse i
1	51°	30° am linken Bügel	b_1	13°
	342°	32° „ rechten „	a_1'	—
	285°	45° „ linken „	c_1'	—
2	54°	32° „ rechten „	a_2'	—
	112°	44° „ linken „	c_2'	—
	164°	30° „ rechten „	b_2	14°

Die Eintragung in eine stereographische Projektion geschieht nun folgendermaßen. Man richtet den Nullpunkt der Teilung eines mit Pauspapier bedeckten Wulffschen Netzes nach dem Beschauer hin, zeichnet den Grundkreis auf das Pauspapier und markiert auf diesem den Nullpunkt der Teilung (Null), wie auch die Stellung der *z*-Marke nach der ersten Ablesung am *N*-Limbus (*z*), in diesem Fall also bei 51° . Alsdann dreht man die Pause bei festliegendem Wulffschen Netz, bis die *z*-Marke auf den Beschauer zu gerichtet ist und auf 0° der Wulffschen Gradteilung wie in Fig. 541 fällt, und überträgt nun die Neigung um die

H-Achse im Betrag von 30° links, indem man den um 30° vom geraden Meridian nach links abweichenden Großkreis einzeichnet. Nach diesem Verfahren ist eine Verwechslung, die sonst sehr leicht eintreten kann, ausgeschlossen, weil der rechte und linke Wrightsche Bügel immer zu unterscheiden sind und die Eintragung dementsprechend in sicherer Weise geschieht. Endlich findet man den mit der *J*-Achse zusammenfallenden Vektor, der in diesem Fall b_1 ist (s. S. 530), als Pol dieses Großkreises. Eine solche Einzeichnung wiederholt sich nun für alle andern Ablesungen am *N*- und *H*-Limbus und führt zu der Figur 539.

In dieser Figur ist bei jedem Zwillingindividuum auch noch je eine optische Achse eingetragen. Die Abstände von den geraden Meridianen $i_1 b_1$ und $i_2 b_2$, die der Nullage des *J*-Limbus entsprechen, betragen 13° und 14° . Über den Richtungssinn dieser Eintragung kann man nicht zweifelhaft sein, weil die Bewegung am *J*-Limbus darüber unmittelbar Aufschluß gibt. Wie man bei einer solchen schiefen Lage, wie in Fig. 539 aus den Winkeln $c_1 i_1$ und $i_1 B_1$ zu dem Wert V_c für den Achsenwinkel gelangt, hat S. Reinheimer¹⁾ beschrieben.

Wie man schließlich zur Zwillingsebene *ZE* und zur Zwillingssachse *ZA* gelangt, ist schon oben S. 502 erläutert. Die Abstände der Zwillingssachse von den Vektoren a_1 , b_1 , c_2 sind diesmal

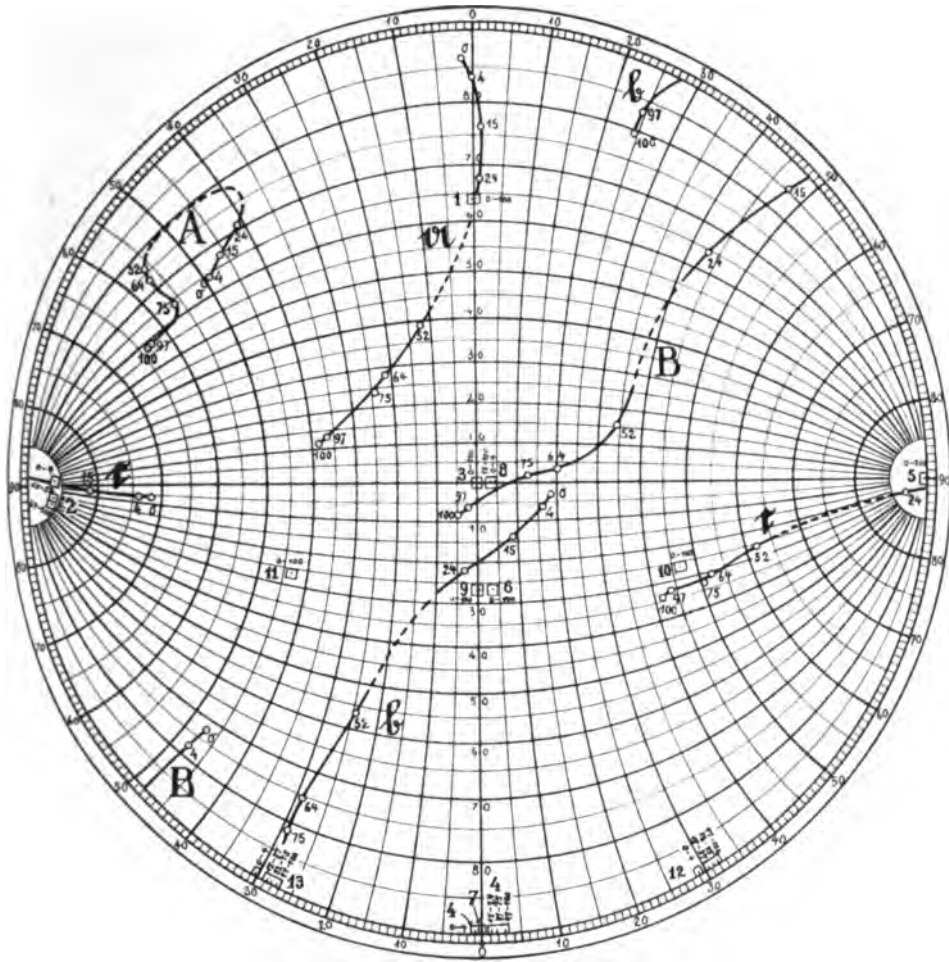
$$ZA : a_1 = 58^\circ,$$

$$ZA : b_1 = 62^\circ,$$

$$ZA : c_2 = 45^\circ,$$

die mit Hilfe des Diagramms der Tafel III zu einem nach dem Albitgesetz (5) verwilligten Plagioklas mit 86% Anorthit führen.

¹⁾ S. Reinheimer, Der Diorit vom Buch bei Lindenfels im Odenwald mit einem Anhang über einige mikroskopische Methoden. Dissert. Heidelberg. 1920. 60 S.



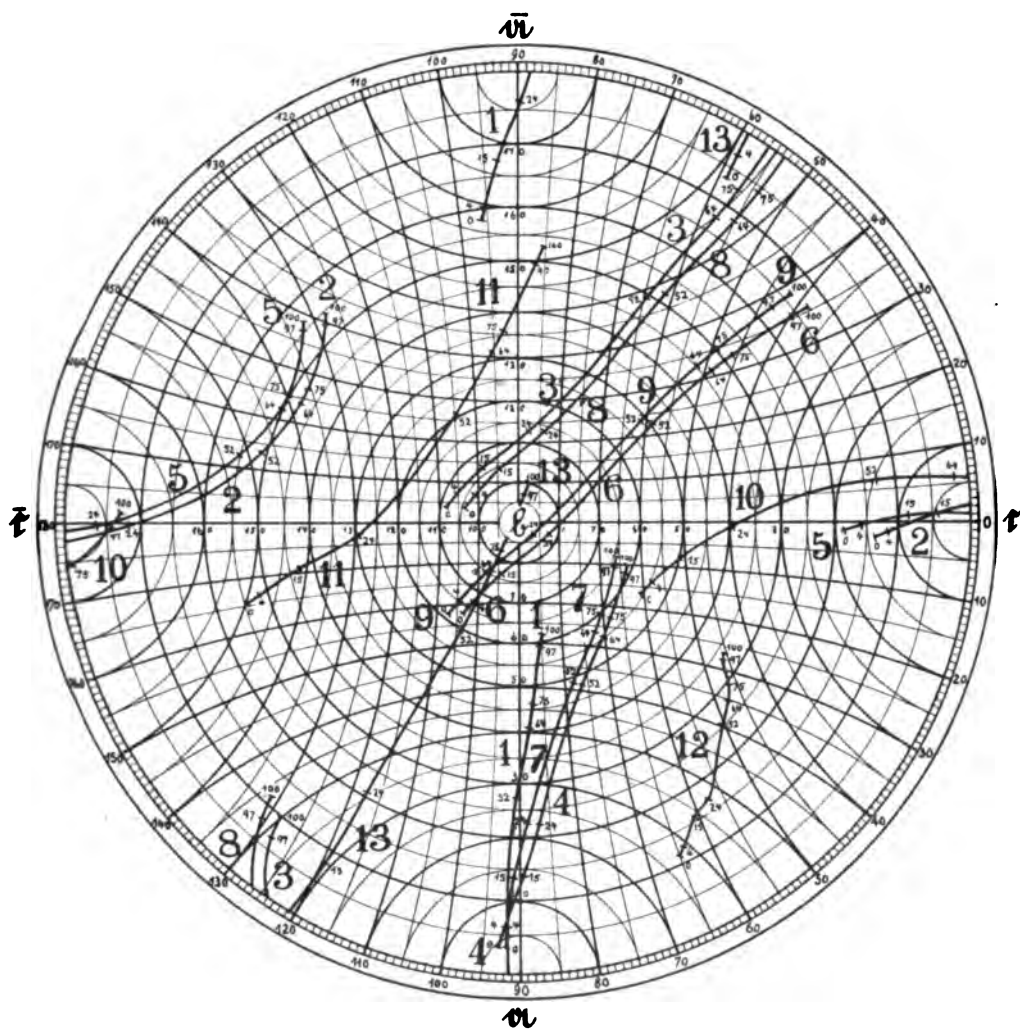
In dem obigen stereographischen Bild geben zwei Kurven die Wanderung der optischen Achsen A und B, und drei andere Kurven die Wanderung der optischen Vektoren a, b, c im Kristallgebäude der Plagioklasse an. Die kleinen Kreise auf diesen Kurven beziehen sich auf die Plagioklasmischungen von

0, 4, 15, 24, 52, 64, 75, 97, 100% An.

Ferner ist die Lage der Zwillingsachsen von 13 Gesetzen (s. Fig. 532 und Text auf Tafel III) für die gleichen Plagioklasmischungen durch quadratisch umrahmte Punkte eingezeichnet. Dies führt in dem vorliegenden Maßstab nur bei den Zwillingsgesetzen 2, 4, 8, 12, 13, nicht aber bei 1, 3, 5, 6, 7, 9, 10, 11 zu zeichnerisch unterscheidbaren Punkten. Die ersten fünf Zwillingsachsen sind also mehr oder weniger getrennt, die letzten acht Achsen je in einem Punkt vereint zur Abbildung gelangt (siehe auch Tabelle auf S. 511).

Neu entworfen von E. A. Wülfing 1923.





Fedorowsches Diagramm der Wanderung der 13 Zwillingsachsen der Plagioklase gegenüber den Fresnelschen Vektoren a , b , c (s. Textfigur 532 S. 505).
Neu entworfen von E. A. Wülfing 1923.

Kurve	Zwillingsgesetz	Symbol der Zwillingsachse	Kurve	Zwillingsgesetz	Symbol der Zwillingsachse
1	Esterel	[100]	8	Benachb. Karlsbad .	\perp (010), \parallel (100)
2	Periklin	[010]	9	Benachb. Manebach .	\perp [100], \parallel (010)
3	Karlsbad	[001]	10	Baveno rechts . . .	\perp (021)
4	Benachb. RocTourné	\perp (100)	11	Baveno links	\perp (0 $\bar{2}$ 1)
5	Albit	\perp (010)	12	Prisma rechts	\perp (110)
6	Manebach	\perp (001)	13	Prisma links	\perp (1 $\bar{1}$ 0)
7	Roc Tourné	\perp [001] \parallel (010)			





MIKROSKOPISCHE PHYSIOGRAPHIE

DER
MINERALIEN UND GESTEINE

EIN HILFSBUCH BEI
MIKROSKOPISCHEN GESTEINSSTUDIEN

BEGRÜNDET VON

H. ROSENBUSCH
(† 1914)

BAND I

DIE PETROGRAPHISCH WICHTIGEN MINERALIEN

FÜNFTE, NEU BEARBEITETE AUFLAGE

ERSTE HÄLFTE: UNTERSUCHUNGSMETHODEN

VON

E. A. WÜLFING

ZWEITE HÄLFTE: SPEZIELLER TEIL

VON

O. MÜGGE

E. SCHWEIZERBART'SCHE VERLAGSBUCHHANDLUNG
(ERWIN NÄGELE) G. m. b. H. STUTTGART
1924

MIKROSKOPISCHE PHYSIOGRAPHIE

DER PETROGRAPHISCH WICHTIGEN MINERALIEN

BEGRÜNDET VON

H. ROSENBUSCH
(† 1914)

BAND I. ERSTE HÄLFTE

UNTERSUCHUNGSMETHODEN

FÜNFTE, VÖLLIG UMGESTALTETE AUFLAGE

VON

DR. E. A. WÜLFING

GEH. HOFRAT, o. PROFESSOR DER MINERALOGIE UND
PETROGRAPHIE AN DER UNIVERSITÄT HEIDELBERG

MIT TAFEL I—XV UND 680 TEXTFIGUREN

E. SCHWEIZERBART'SCHE VERLAGSBUCHHANDLUNG
(ERWIN NÄGELE) G. m. b. H. STUTTGART
1921/24

**Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung, vorbehalten.
Copyright 1924 by E. Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung
(Erwin Nägele) G. m. b. H. Stuttgart.**

Printed in Germany.

Druck der Hoffmannschen Buchdruckerei Felix Kraus Stuttgart.

Mineralog.
I+II.
12-26-24
8405

Nachwort zur fünften Auflage.

Wenn eine Arbeit abgeschlossen ist, merkt man erst, was ihr fehlt. Wie groß muß dieses Gefühl der Unzulänglichkeit in dem vorliegenden Falle sein, da einerseits die vorwärtsstürmende Entwicklung der petrographischen Wissenschaft, andererseits die uns mangelnde ausländische Literatur ein Schritthalten erschwert oder gar unmöglich macht. Von der fehlenden Literatur hier zu sprechen, erübrigt sich; von der Entwicklung der Petrographie während des vergangenen halben Jahrhunderts wird man aber aus dem Vergleich der Umfänge des allgemeinen Teils der Physiographie in den bisherigen fünf Auflagen einen Begriff erhalten können, hat sich dieser allgemeine Teil doch ausgedehnt

1873	in der 1. Auflage	über 111 Seiten	mit 62 Textfiguren,
1885	" "	2. " "	238 " " 85 "
1892	" "	3. " "	272 " " 97 "
1904	" "	4. " "	467 " " 286 "
1921/24	" "	5. " "	848 " " 680 " .

Unter solchen Umständen muß ich leider den Schlußabsatz im Vorwort zur ersten Lieferung noch als zu Recht bestehend gelten lassen und die Leser erneut um Nachsicht bitten, wenn mein Streben nach Vollständigkeit nicht erfolgreicher war.

Es bleibt mir noch zum Schluß die angenehme Pflicht, Herrn Dr. Emil Ernst für seine umsichtige und nie erlahmende assistierende Tätigkeit bei der Fertigstellung der 2. und 3. Lieferung dieses Werkes zu danken. Die zahlreichen neuen geometrischen Figuren sind von ihm nach meinen Entwürfen ins Reine gezeichnet worden. Auch leistete er mir bei Abfassung des umständlichen, sich über 2300 Stichworte erstreckenden Autoren- und Sachregisters wertvolle Hilfe. Ebenso habe ich ihm sowohl wie Herrn Geh. Bergrat Prof. Dr. H. Bücking für das sorgfältige Lesen der Korrekturen herzlich zu danken.

Endlich fühle ich mich gedungen, die Bereitwilligkeit meines Herrn Verlegers bei der sicherlich nicht leichten Drucklegung und Illustrierung, sowie das Entgegenkommen einiger optischer Firmen, die einzeln an vielen Stellen des Textes aufgeführt sind, in der Lieferung passender Druckstöcke mit besonderer Anerkennung hervorzuheben.

Heidelberg, im Juli 1924.

E. A. Wülfing.

Inhalt.

	Seite
Vorworte	V
Abkürzungen	XII
Nachwort	XIII
Inhaltsübersicht	XV—XXIV

Einleitung.

1. Begriff der mikroskopischen Physiographie	1
2. Methodisches Arbeiten	1
3. Gliederung des Stoffes	3

Erster Teil.

Präparationsmethoden.

4. Spalzmörser und Schlagnadeln	4
5. Steinschneidemaschine (und Quetschmaschine)	6
6. Herstellung von Dünnschliffen	11
7. Präparation loser Massen	22
8. Dünnschliffe von Mineralpulver	24
9. Dünnschliffe von Salzgesteinen	25
10. Orientierte Schliffe	26
11. Ebene und polierte Flächen	35

Zweiter Teil.

Optische Untersuchungsmethoden.

Erste Abteilung.

Grundvorstellungen der Kristalloptik.

Erstes Kapitel.

Allgemeines.

12. Lichttheorien	41
13. Einige Definitionen	45
14. Einteilung der Kristalle nach ihren optischen Eigenschaften	48

Zweites Kapitel.

Isotrope Kristalle ohne Zirkularpolarisation.

15. Lichtausbreitung	52
16. Reflexion, Brechung, Totalreflexion	52
17. Huygenssche Konstruktion bei Reflexion und Brechung	54
18. Absoluter und relativer Brechungsindex	57

	Seite
19. Weißes Licht und einfarbiges Licht	58
20. Refraktionskonstante	61
21. Brechungsindizes von Mischungen	65
22. Molekular- und Atomrefraktion	68

Drittes Kapitel.

Anisotrope Kristalle ohne Zirkularpolarisation.

Erster Abschnitt.

Optisch einachsige Kristalle ohne Zirkularpolarisation.

23. Huygens und die Lichtbewegung im Kalkspat	74
24. Doppelbrechung	76
25. Polarisiertes Licht	79
26. Polarisations Ebene, Schwingungsebene und Schwingungsrichtung	84
27. Doppelschalige Flächen der Lichtausbreitung	86
a) Strahlengeschwindigkeitsfläche	86
b) Wellengeschwindigkeitsfläche	87
c) Indexfläche	91
28. Doppelschalige und einschalige Flächen	93
a) Strahlengeschwindigkeitsfläche und Fresnelsches Ellipsoid	93
b) Wellengeschwindigkeitsfläche und Ovaloid	94
c) Indexfläche und Indexellipsoid (Indikatrix)	95
29. Übersicht der sechs Bezugsflächen einachsiger Kristalle	97
30. Optische Charakteristik einachsiger Kristalle	102

Zweiter Abschnitt.

Optisch zweiachsige Kristalle ohne Zirkularpolarisation.

31. Historisches	103
32. Doppelschalige Flächen der Lichtausbreitung zweiachsiger Kristalle und ihre Beziehungen zu einschaligen Flächen	103
a) Strahlengeschwindigkeitsfläche und dreiachsiges Fresnelsches Ellipsoid	104
b) Wellengeschwindigkeitsfläche und dreiachsiges Ovaloid	107
c) Indexfläche und dreiachsiges Indexellipsoid (Indikatrix)	108
33. Schwingungsebenen beliebiger Wellennormalen zweiachsiger Kristalle (Haupt-schnitte, Fresnelsche Konstruktion)	113
34. Lichtausbreitung in beliebiger Richtung	115
35. Strahlenachsen und optische Achsen	116
36. Achsenwinkel und Brechungsindizes	119
37. Einteilung der optisch zweiachsigen Kristalle nach Kristallsystemen	122
38. Übersicht der sechs Bezugsflächen zweiachsiger Kristalle	123
39. Optische Charakteristik zweiachsiger Kristalle	126

Viertes Kapitel.

Kristalle mit Zirkularpolarisation.

40. Zirkularpolarisation	126
------------------------------------	-----

Fünftes Kapitel.

Interferenzerscheinungen.

Erster Abschnitt.

Allgemeines.

41. Newtonsche Farben	127
42. Abweichung der Interferenzfarben der Kristalle von den reinen Newtonschen Farben. Dispersion der Doppelbrechung	133
43. Grundlagen zur Beobachtung der Interferenzerscheinungen. Fresnel-Aragosche Gesetze. Paralleles und konvergentes Licht	137

Zweiter Abschnitt.

Interferenzerscheinungen im parallelen polarisierten Licht.

44. Isotrope Körper	139
45. Anisotrope Körper	140
46. Analytische Darstellung der Lichtbewegung	142
47. Fresnelsche Formel und ihre Diskussion	144
48. Anisotrope Kristalle senkrecht zu einer optischen Achse	152
49. Mehrere übereinander liegende anisotrope Blättchen	154
50. Anisotrope Zwillingskristalle	156

Dritter Abschnitt.

Interferenzerscheinungen im konvergenten polarisierten Licht.

51. Vorbemerkungen	159
52. Isochromatische Flächen oder Flächen gleichen Gangunterschiedes	160
53. Isogyren oder Kurven gleicher Schwingungsrichtung	172
54. Einachsige Kristalle senkrecht zur optischen Achse	176
55. Einachsige Kristalle sehr schief bzw. parallel zur optischen Achse	180
56. Zweiachsige Kristalle senkrecht zur spitzen und zur stumpfen Bisektrix	181
57. Zweiachsige Kristalle senkrecht zu einer optischen Achse	185
58. Zweiachsige Kristalle parallel zur Ebene der optischen Achsen	187
59. Zweiachsige Kristalle in mäßig schiefen Schnitten allgemeinsten Lage	187
60. Dispersion der optischen Achsen im rhombischen System	189
61. Dispersion der optischen Achsen im monoklinen System	191
62. Dispersion der optischen Achsen im triklinen System	194

Sechstes Kapitel.

Erscheinungen der Absorption.

63. Farbe der Mineralien	194
64. Pleochroismus	196
65. Pleochroismus einachsiger Kristalle	198
66. Pleochroismus zweiachsiger Kristalle	199
67. Absorptionsbüschel	200

	Seite
68. Pleochroismus und Interferenzerscheinungen	204
69. Pleochroitische Höfe	206
70. Künstlicher Pleochroismus	209
71. Lumineszenz	210

Siebtes Kapitel.

Änderung der optischen Eigenschaften durch äußere Einflüsse.

72. Optische Anomalien	212
73. Änderung des optischen Verhaltens mit der Temperatur	216

Zweite Abteilung.

Herstellung von polarisiertem Licht.

74. Allgemeines	218
75. Nicolsches Prisma	222
76. Hartnack-Przmowskisches und Thompsonsches Prisma	227
77. Foucaultsches und Glansches Prisma	234
78. Bertrandsche und andere Prismen	236
79. Schwingungsrichtung eines polarisierenden Prismas	238

Dritte Abteilung.

Herstellung von einfarbigem Licht.

80. Lichtfilter	239
81. Monochromatische Flammen	242
82. Plückersche Wasserstoffröhre und Quecksilberbogenlampe	244
83. Monochromator	246

Vierte Abteilung.

Einiges aus der geometrischen Optik (Linsenoptik).

84. Vorbemerkungen und allgemeine Literatur	253
85. Linsen und ihre Teile	254
86. Beleuchtungsverhältnisse bei Linsen	257
87. Einfache Brechungsvorgänge an dünnen Linsen	259
88. Die fundamentale Linsenformel	263
89. Brennweite dünner Linsen	267
90. Gesamtbrennweite von zwei dünnen Linsen	269
91. Dicke Linsen, Gaußsche Hauptebenen und Äquivalentbrennweite	271
92. Die Ermittlung der Brennweite und der Äquivalentbrennweite	281
93. Öffnung der Linsen, Lichtstärke und numerische Apertur	286
94. Abbildung durch weitgeöffnete Strahlenbüschel	287
a) Zentrale sphärische Aberration	289
b) Zonare sphärische Aberration (Sinusbedingung)	294

	Seite
c) Astigmatismus	298
d) Krümmung der Bildebene	299
e) Verzeichnung des Bildes (Distorsion oder Anorthoskopie).	299
95. Chromatische Abweichung	300

Fünfte Abteilung.

Die optischen Instrumente.

Erstes Kapitel.

Die Lupe und ihre Anwendung.

96. Strahlengang in der Lupe	305
97. Verschiedene Lupen	310

Zweites Kapitel.

Das Mikroskop und seine Anwendung.

Erster Abschnitt.

Das Mikroskop.

98. Historischer Rückblick auf die Entwicklung des Polarisationsmikroskops	318
99. Strahlengang im Mikroskop	322
100. Theorie der sekundären Abbildung	326
101. Objektive	339
102. Bestimmung der numerischen Apertur	351
103. Okulare	358
104. Beleuchtungsvorrichtungen	366
105. Die ältesten Typen des Polarisationsmikroskops	381
106. Moderne Polarisationsmikroskope	386
107. Erhitzungsmikroskope	404
108. Einige mikroskopische Hilfsapparate	412
109. Herrichtung des Mikroskops zum Gebrauch	427
110. Bestimmung der Vergrößerung	434

Zweiter Abschnitt.

Messung von Längen, Flächen und Winkeln mit dem Mikroskop.

111. Messung von Längen	436
112. Messung von Flächeninhalten	442
113. Messung ebener Winkel	446
114. Messung räumlicher Winkel durch Raumkoordinaten	449
115. Messung räumlicher Winkel nach Bertrand	453

	Seite
116. Messung räumlicher Winkel durch Reflexion	455
1. Schimmermessungen	455
2. Messungen mit Fedorowscher Autokollimation	456
3. Fernrohrmessungen bei geringer Vergrößerung	456
117. Drehapparate zur Orientierung von Kristallen und einkreisige Goniometer für Mikroskope	458
118. Zwei- und mehrkreisige Goniometer für Mikroskope	461

Dritter Abschnitt.

Bestimmung der Auslöschungsschiefe.

119. Literatur und Allgemeines	464
120. Herrichtung des Mikroskops zur Bestimmung der Auslöschungsschiefe	467
121. Einstellung auf Dunkelheit und auf Interferenzbild	474
122. Einstellung auf Farbe	476
123. Die Bravaische und Soleilsche Doppelplatte, sowie ihre Abarten	478
124. Halbschattenvorrichtungen	481
125. Genauigkeit der stauroskopischen Methoden	485
126. Berechnung der Auslöschungsschiefe aus der Lage der optischen Achsen	487

Vierter Abschnitt.

Die Universalmethode von Fedorow.

127. Literatur	498
128. Die Theorie der Fedorowschen Methode	499
129. Das Fedorowsche Diagramm der Feldspatzwillinge	504
130. Das Fedorowsche Mikroskop	514
131. Herrichtung des Fedorowschen Mikroskops	521
132. Ausführung der Fedorowschen Methode	527

Fünfter Abschnitt.

Bestimmung der Lichtbrechung.

133. Die Methode des Herzogs von Chaulnes	533
134. Abänderungen des Chaulnesschen Verfahrens	536
135. Die Chaulnes-Sorbysche Methode	537
136. Die Einbettungsmethode	541
137. Die Beckesche Methode	554
138. Anwendungsgebiet der Beckeschen Methode	560
139. Erweiterung der Beckeschen Methode	562
140. Chagrin und Relief der Mineralien im Dünnschliff	564

Sechster Abschnitt.

Bestimmung der Doppelbrechung.

141. Allgemeines	566
142. Die Michel-Lévysche Farbentafel	566
143. Der Babinetsche Kompensator	567
144. Der Michel-Lévysche Comparateur	578
145. Verschiedene Methoden zur Messung der Doppelbrechung	580

Siebter Abschnitt.

Bestimmung des optischen Charakters im parallelen Licht.

146. Allgemeines	583
147. Gipsblatt vom Rot erster Ordnung	584
148. Biotscher Drehquarz und Wrightscher Kombinationskeil	586
149. Gips- (und Quarz-)Keil	588
150. Verwendung des Babinetschen Kompensators zur Bestimmung des optischen Charakters	590
151. Optischer Charakter einer Zone und optischer Charakter eines Minerals	590

Achter Abschnitt.

Untersuchung auf Farbe und Pleochroismus bei durchsichtigen Mineralien. Untersuchung undurchsichtiger Mineralien.

152. Farbe der durchsichtigen Mineralien	591
153. Untersuchung auf Pleochroismus	594
154. Untersuchung undurchsichtiger Mineralien	596

Drittes Kapitel.

Achsenwinkelapparat, Konoskop und deren Anwendung.

Erster Abschnitt.

Die Verwendung der Erscheinungen im konvergenten Licht zur Diagnose.

155. Allgemeines	600
156. Achsenpräparate senkrecht zur spitzen oder senkrecht zur stumpfen Bisektrix	601
157. Achsenpräparate schief zu einer Bisektrix (Methode Kirchhoff)	605
158. Beobachtung der einzelnen Achsen auf verschiedenen Flächen (Methode Tschermak und Methode Wülfing)	607

Zweiter Abschnitt.

Achsenwinkelapparat und Konoskop.

159. Der Fernrohrstrahlengang bei Beobachtung der Interferenzerscheinungen im konvergenten Licht	611
160. Achsenwinkelapparat	615
161. Konoskop	617
162. Umwandlung des Mikroskops zum Konoskop	619
163. Die Vorzüge des aus dem Mikroskop hervorgehenden Konoskops	624
164. Messungen mittelst des Konoskops	626
165. Die Beckesche Methode	636

Dritter Abschnitt.

Bestimmung des optischen Charakters im konvergenten Licht.

166. Allgemeines	639
167. Anwendung des Glimmer- und Gipsblattes bei einachsigen Kristallen	641
168. Anwendung des Glimmer- und Gipsblattes bei zweiachsigen Kristallen	645
169. Anwendung des Gips- (Quarz-)Keils	647

Viertes Kapitel.

Das Totalreflektometer und seine Anwendung.

170. Totalreflektometer für mineralogisch-petrographische Zwecke	649
171. Die Herrichtung des Totalreflektometers zum Gebrauch	653
172. Die Ausführung der Messung und die Beleuchtung am Totalreflektometer	656
173. Der Strahlengang bei der Totalreflexion in doppelbrechenden Medien	659

Dritter Teil.

Untersuchung auf Kohäsion und Dichte.

Erste Abteilung.

Spaltbarkeit und Härte.

174. Spaltbarkeit	661
175. Härte	664

Zweite Abteilung.

Dichte.

Erstes Kapitel.

Theoretisches.

176. Definitionen	667
177. Die Dichte von isomorphen Mischungen	669

Zweites Kapitel.

Methoden zur Bestimmung der Dichte.

178. Die hydrostatische Wage	673
179. Das Volumenometer	673
180. Das Pyknometer	677
181. Die Suspensionsmethode (Schwebemethode)	678
182. Schwere Flüssigkeiten	685
183. Schwere Schmelzen	693
184. Suspensionsmethode mit Schwimmer	695

Vierter Teil.

Trennungsmethoden.

185. Vorbehandlung	700
186. Trennung durch Wasser (Schlämmanalyse)	701
187. Trennung durch schwere Flüssigkeiten	706
188. Einfache Trennungsapparate	708
189. Feinere Trennungsapparate	710

	Seite
190. Trennungsapparate mit Wiederholung	712
191. Trennungsapparate für schwere Schmelzen	717
192. Grenzen der Anwendbarkeit der Trennungsmethoden durch schwere Lösungen und Schmelzen	718
193. Trennung durch den Magneten	719
194. Trennung auf elektrostatischem Wege	725
195. Trennung auf chemischem Wege	726
196. Trennung durch Aussuchen	728

Fünfter Teil.

Chemische Methoden.

Erste Abteilung.

Chemische Untersuchungen am Dünnschliff.

197. Allgemeines	729
198. Herrichtung der Dünnschliffe zu chemischen Untersuchungen	732
199. Prüfung der Dünnschliffe auf Löslichkeit	733
200. Prüfung der Dünnschliffe auf Gelatination, Farbreaktionen	734
201. Niederschlagsreaktionen an Dünnschliffen	738
202. Ätzfiguren	739
203. Das Glühen von Dünnschliffen	740

Zweite Abteilung.

Die mikrochemischen Reaktionen.

204. Allgemeines	742
205. Einzelreaktionen	747

Sechster Teil.

Morphologisches.

Erste Abteilung.

Bildung der Kristalle.

206. Vorgang bei dem Wachstum der Kristalle	762
207. Einfache Kristalle im Dünnschliff	764
208. Zwillinge im Dünnschliff	765
209. Gestörte Kristallisation	768
210. Globulite und ihre Häufungsformen	769
211. Trichite	773
212. Mikrolithe	774
213. Schaliger Bau. Zonare Struktur	774
214. Anwachspyramiden (Anwachskegel). Sanduhrformen	775

Zweite Abteilung.

Einschlüsse.

215. Art der Einschlüsse	776
216. Gaseinschlüsse	777
217. Flüssigkeitseinschlüsse	778
218. Optische Erscheinungen bei Gas- und Flüssigkeitseinschlüssen	779
219. Brownsche Molekularbewegung	781
220. Entstehung der Gas- und Flüssigkeitseinschlüsse	783
221. Glaseinschlüsse	784
222. Individualisierte Einschlüsse	785
223. Räumliche Anordnung der Einschlüsse	786
224. Stoffliche Natur der Einschlüsse	788
225. Einschlüsse von Wasser, sowie flüssiger und gasförmiger Kohlensäure	788
226. Die in den Wassereinschlüssen gelösten und ausgeschiedenen Bestandteile	794

Dritte Abteilung.

Aggregate.

227. Einteilung der Aggregate	797
228. Regellose Aggregate	798
229. Sphärolithe	798
230. Sphärokristalle	801
231. Granosphärite	804

Vierte Abteilung.

Deformationen.

232. Mechanische Deformationen	805
233. Chemische Deformationen	806

Anhang.

Tabelle der Brechungsindizes	810
Tabelle der Doppelbrechungen	812
Tabelle der Dichten	814
Tafeln I—XV, zwischen Tabellen und Register	
Autoren- und Sachregister	817
Berichtigungen und Nachträge	847

Fünfter Abschnitt.

Bestimmung der Lichtbrechung.

In den folgenden Paragraphen 133—140 werden die Bestimmungen der Lichtbrechung, wie man sie mit dem Mikroskop ausführt, erläutert. Über die Bestimmungen mit dem Totalreflektometer handeln die Paragraphen 170—173 im vierten Kapitel.

133. Die Methode des Herzogs von Chaulness. Unter den mikroskopischen Methoden zur Bestimmung der Lichtbrechung ist zuerst die schon 1767 beschriebene ¹⁾ Chaulnessche Methode zu nennen. Sie verlangt zur Beobachtung planparallele Blättchen und wird folgendermaßen ausgeführt. Man stellt das Mikroskop auf ein Objekt scharf ein und schiebt alsdann zwischen dieses Objekt und das Objektiv das Blättchen, z. B. eine Glasplatte, ein. Der zuvor deutlich sichtbare Gegenstand ist jetzt nur noch undeutlich oder überhaupt nicht mehr zu erkennen. Erst nach einer gewissen Hebung des Mikroskoptubus sieht man das Objekt wieder scharf. Das Maß der Hebung ist abhängig von der Dicke und von dem Brechungsindex der eingeschobenen Platte; kennt man also Dicke und Tubushebung, so ist der Brechungsindex und zwar nach folgender Überlegung zu berechnen. Es sei o in Fig. 542 a ein Objektpunkt, auf

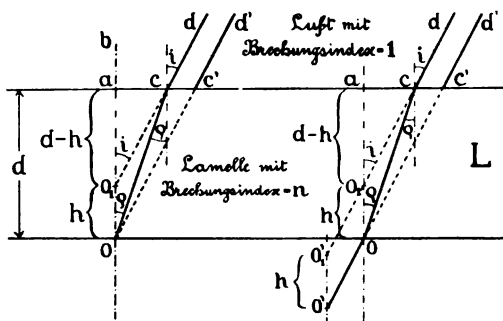


Fig. 542 a.

Fig. 542 b.

den das Mikroskop zuerst scharf eingestellt wurde. Denkt man sich die Lamelle L darüber geschoben, so gelangt der senkrecht austretende Strahl oab mit unveränderter Richtung, aber mit veränderter Geschwindigkeit durch die Lamelle in das Objektiv, ein geneigter Strahl oc wird dagegen bei c in der Richtung cd abgelenkt und nun scheinbar von o_1 kommen. In o_1 , wo die rückwärts verlängerten Strahlen ab und cd sich schneiden,

¹⁾ Hist. Acad. R. Sc. 1767. Paris 1770. 162; Mém. Acad. R. Sc. 1767. 423.

liegt scheinbar der Punkt o , er erscheint also um das Stück oo_1 gehoben. Bezeichnet man die Hebung oo_1 mit h und die Dicke der Lamelle oa mit d , so folgt aus Fig. 542 a

$$\operatorname{tg} \varrho = \frac{ca}{d} \text{ und } \operatorname{tg} i = \frac{ca}{d-h},$$

woraus sich ergibt

$$\frac{\operatorname{tg} i}{\operatorname{tg} \varrho} = \frac{d}{d-h}.$$

Bei hinreichender Kleinheit dieser Winkel i und ϱ kann man ihre Tangenten mit ihren Sinussen vertauschen und also schreiben

$$\frac{\operatorname{tg} i}{\operatorname{tg} \varrho} = \frac{\sin i}{\sin \varrho} = n = \frac{d}{d-h}. \quad (1)$$

Die Größen d und h werden bei dicken Präparaten mittelst der groben Bewegung des Tubus und der Millimeterteilung an seiner Zahnstange (§ 111 S. 438), bei dünnen Präparaten mittelst der in Paragraph 111 Seite 438—441 erwähnten Mikrometerschraube unter Berücksichtigung ihrer Fehler (s. Fig. 468) gemessen. Die Dicke der zu bestimmenden Lamelle kann man finden, indem man nacheinander auf je ein Staubteilchen an ihrer unteren und an ihrer oberen Fläche einstellt. Die Differenz der beiden Einstellungen ist nun aber nicht die wirkliche Dicke der Platte, sondern ihre durch die Platte hindurchgesehene Dicke. Diese scheinbare Dicke sei $= d'$, dann ist die wirkliche Dicke $d = d' + h$, da ein Punkt auf der unteren Fläche der Lamelle, durch diese gesehen, um ebensoviel gehoben erscheint, wie vorhin das Probeobjekt. — Setzt man diesen Wert in die obige Gleichung ein, so geht sie über in

$$n = \frac{d' + h}{d'}. \quad (2)$$

Die Genauigkeit des Verfahrens nimmt zu mit der Sicherheit der Einstellung, man wählt daher scharf einstellbare Probeobjekte und die stärksten nach den Umständen verwendbaren Vergrößerungen. Ein Rechenbeispiel zeigt am besten die im allgemeinen immer sehr gering bleibende Genauigkeit der Methode. Bei einem Deckglas sei $d = 0,200$ mm (also eine Dünnschliffstärke schon erheblich übersteigend), $h = 0,069$ mm gefunden, dann ist $n = 0,200 : 0,131 = 1,527$. Hätte man d und h nur um $\pm 0,001$ mm falsch bestimmt, so würde man bei ungünstigster Kombination der Fehler $n = 0,199 : 0,132 = 1,507$, also um zwei Einheiten der zweiten Dezimale fehlerhaft finden können. Wiederholt man die Messungen mit größerer Sorgfalt, so ist die zweite Dezimale bei dicken Präparaten im allgemeinen mit einiger Sicherheit festzustellen, an eigent-

¹⁾ C. Miculescu hat den Duc de Chaulnesschen Strahlenverlauf als einen Spezialfall der Erscheinungen am Prisma behandelt, wo also die Flächen oben und unten nicht parallel laufen, sondern einen Winkel miteinander bilden. Bull. Soc. Sc. Bucarest. 14. 1905. 284—288; 15. 1906. 8—14.

lichen Dünnschliffen ist die Methode aber nur bei größter Vorsicht zu verwenden. Man bedenke, daß bei einer Lamellendicke von 30μ , wie sie ein guter Dünnschliff zeigt, und bei einer Bildhebung von 10μ , Fehler von nur $0,3 \mu$ den Brechungsindex schon um $\pm 0,030$ beeinflussen können, wie dies durch Einsetzung der entsprechenden Werte in die Formel

$$n \pm \Delta n = \frac{d \mp \Delta d}{(d \mp \Delta d) - (h \pm \Delta h)} \quad (3)$$

folgt.

Ein schwacher Punkt dieser Chaulnesschen Methode ist auch die Bestimmung der Lamellendicke, die nur selten an den verschiedenen Stellen der Lamelle genau die gleiche ist und die man daher, wenn möglich, an demselben Punkt bestimmt, wo h gemessen wird. Bei losen Blättchen erhält man die besten Resultate, wenn man die Lamelle auf die hohe Kante stellt und ihre Dicke mit einer Mikrometerschraube des Tisches oder mit einem gut ausgewerteten Okularmikrometer ermittelt (s. § 111). Man achte auch noch auf die Übereinstimmung der Grunddimensionen der Tischmikrometerschraube oder des Okularmikrometers mit denen des Tubusmikrometers, denn diese Maße der verschiedenen Schrauben werden ja in den obigen Formeln (1) oder (2) oder (3) in Beziehung zueinander gesetzt.

Die wahre Dicke d einer Lamelle kann man auch nach dem Duc de Chaulnesschen Verfahren finden, wenn man die Lamelle mit einer Flüssigkeit von einer ihr gleichkommenden Lichtbrechung bedeckt und wenn man dann das Mikroskopobjektiv in diese Flüssigkeit eintaucht wie eine Immersion, ohne daß es sich gerade um ein Immersionssystem handeln muß, und ohne daß man genau die Immersionsflüssigkeit nimmt, die sonst für die Güte der Bilder vorgeschrieben ist. Hat diese Immersionsflüssigkeit den Brechungsindex n' , so lautet die Formel (1) auf S. 534, wie sich auch leicht aus Fig. 542 a ableiten läßt,

$$\frac{n}{n'} = \frac{d}{d - h} \quad (4)$$

Der Einstellungsunterschied h verschwindet, wenn $n = n'$ wird.

Wenn das Objekt nicht unmittelbar an der unteren Fläche der Lamelle liegt, sondern sich wie in Fig. 542 b bei o' anstatt bei o befindet, so hat dies auf die Hebung keinen Einfluß. Es ist, wie aus Fig. 542 b hervorgeht, die in diesem Fall der Beobachtung zugängliche Strecke $o'o'_1 = oo_1$.

Es sei noch auf eine Untersuchung von S. Czapski¹⁾ hingewiesen, die darauf hinausgeht, das Näherungsverfahren, das in der ganzen Chaulnesschen Methode durch die Vertauschung von Sinus und Tangente liegt, zu beseitigen. Eigentlich gilt ja diese Formel nur streng

¹⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 5. 1888. 482—484.

für paralleles Licht, während bei Anwendung größerer Aperturen ein Korrektionsglied hinzuzufügen ist, das man aber so lange vernachlässigen darf, als der Korrektionszustand des Objektivs befriedigend ist und keine störende Verschleierung der Bilder bewirkt¹⁾. Um nun dieses Optimum der Abbildung zu finden, wendet Czapski immer ein und dasselbe Objektiv, dieselbe Tubuslänge, gleiches Okular und dieselbe Beleuchtung, aber verschiedene Deckglasdicken an und bestimmt das Verhältnis der betreffenden Dicke und der jeweiligen Anzahl der Teilstriche seiner Mikrometertrommel. So findet er bei Deckgläsern von 146, 168, 187, 220 μ Dicke den Abstand des gehobenen Bildes von der Oberfläche zu 35, 40, 45, 52 Teilungen seiner Mikrometerschraube. Hieraus leitet er den Reduktionsfaktor in folgender Weise ab:

$$\frac{146}{35} = 4,17; \frac{168}{40} = 4,20; \frac{187}{45} = 4,16; \frac{220}{52} = 4,23.$$

Er findet im Mittel also 4,19 oder rund 4,2 und erhält dann die jeweilige Dicke, indem er die Einstellungsdifferenz mit diesem Faktor multipliziert.

Zur Eintübung auf diese Chaulnessche Methode wählt man anfangs ein etwa 1 cm dickes Spiegelglas, geht dann über zu Objektträgern und Deckgläsern und endet mit den recht schwierigen Bestimmungen an eigentlichen Dünnschliffen. Zu jedem Präparat verwendet man die stärksten Objektive, die in ihrem freien Objektabstand noch ein Hindurchblicken bis zur unteren Fläche des Präparats ermöglichen.

Die Chaulnessche Hebung hat keinen Einfluß auf die Vergrößerung eines Objekts. Man sieht also eine nur von Luft oder von einer Glasplatte bedeckte Skala im Okular genau gleich groß, wenn sie nur in beiden Fällen scharf eingestellt wird und wenn diese Einstellung mit unveränderter Tubuslänge des Mikroskops (s. im Gegensatz hierzu den folgenden Paragraphen) geschieht.

134. Abänderungen des Chaulnesschen Verfahrens. Es läßt sich dieses Verfahren je nach dem konkreten Fall sehr mannigfaltig variieren. E. Becquerel und A. Cahours²⁾ wie auch A. Bertin³⁾ haben die so leicht mit Fehlern behafteten Vertikalmessungen durch Bestimmung der jeweiligen Vergrößerung zu umgehen versucht. Nach Bertin mißt man die Vergrößerung eines Mikrometers, das auf die Lamelle gelegt wird, deren Brechungsindex bestimmt werden soll, bei voll ausgezogenem Okulartubus, sie sei v_1 . Legt man dann das Mikrometer unter die Lamelle und läßt das Objektiv unverändert, so muß man das Okular senken, um die Mikrometerteilung zu sehen; man findet

¹⁾ s. H. Boas, Z. f. Instr. 41. 1921. 301; ferner A. Gleichen, Lehrb. der geometr. Optik, 29–30.

²⁾ C. R. 11. 1840. 867–871; Pogg. Ann. 51. 1840. 427–432.

³⁾ Ann. Chim. Phys. 26. 1849. 288–296; Pogg. Ann. 76. 1849. 611–612.

bei Messung jetzt eine andere Vergrößerung, sie sei v_2 . Nimmt man nun noch die Lamelle fort, so muß man bei unverändertem Objektiv abermals das Okular senken, und die Vergrößerung sei nun v_3 . Der Brechungsindex der Lamelle ergibt sich dann aus der Relation

$$n = \frac{v_2}{v_3} \cdot \frac{v_1 - v_3}{v_1 - v_2}.$$

Nach der fundamentalen Linsenformel (10) S. 268 ist nämlich

$$\frac{1}{A} + \frac{1}{B} = \frac{1}{F},$$

wenn A und B die Entfernungen des Gegenstandes und seines Bildes von dem Objektiv, und wenn F dessen Aequivalentbrennweite bedeutet. Da nun $B:A$ die Vergrößerung durch das Objektiv ist, so hat man

$$1 + \frac{1}{v_1} = \frac{A}{F}; \quad 1 + \frac{1}{v_2} = \frac{A + (d - h)}{F}; \quad 1 + \frac{1}{v_3} = \frac{A + d}{F},$$

wenn d und h die gleiche Bedeutung wie bei der reinen Chaulnesschen Methode haben, und also hier mit $d - h$ und d die Zunahme der Entfernung des Gegenstandes von dem Objektiv bei dem zweiten und dritten Versuch bezeichnet wird. Aus diesen Gleichungen leitet man ab:

$$\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1} = \frac{d - h}{F}; \quad \frac{1}{v_3} - \frac{1}{v_1} = \frac{d}{F}$$

und daraus

$$\frac{\frac{1}{v_3} - \frac{1}{v_1}}{\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1}} = \frac{d}{d - h} = n,$$

falls man wieder annimmt, wie bei der Chaulnesschen Methode, daß die Tangenten mit dem Sinus vertauscht werden können.

Schließlich möge noch auf eine ebenfalls an planparallelen Blättchen auszuführende Methode von F. Bernard¹⁾ verwiesen werden, der aus der Verschiebung der schräg durch das Blättchen hindurchgehenden Welle den Brechungsindex ableitet.

135. Die Chaulnes-Sorbysche Methode. Als H. C. Sorby 1877²⁾ die Chaulnessche Methode auf doppelbrechende Kristalle anwenden wollte, beobachtete er merkwürdige Erscheinungen, die seitdem nach ihm

¹⁾ C. R. **39**. 1854. 27—29; s. auch Pogg. Ann. **97**. 1856. 141—144, 145—148. Vergl. hierzu E. v. Fedorow, Z. X, **22**. 1894. 243—244.

²⁾ H. C. Sorby, On some hitherto undescribed Optical properties of Doubly Refracting Crystals. Proc. Roy. Soc. London **26**. 1878. 384—386. On a simple method for determining the Index of Refraction of small portion of transparent minerals. Min. Mag. **1**. 1877. 97, 98, 194. On the Determination of the Minerals in thin Sections of Rocks by means of their Indices of Refraction. Min. Mag. **2**. 1879. 1—4. Further improvements in studying the optical Characters of Minerals. Min. Mag. **2**. 1879. 103—105.

benannt werden und von G. G. Stokes¹⁾ für Platten parallel zu einer optischen Symmetrieachse und von B. Hecht²⁾ für beliebig orientierte Platten erklärt wurden. Um diese hier auftretenden überraschenden Verschiebungen in den Bildhöhen an einachsigen Kristallen deutlich zu beobachten, bedarf es keiner besonderen Apparatur, wie sie noch Th. Liebisch vorschlug, sondern nur eines etwa 10 mm dicken Kalkspats und eines in $\frac{1}{10}$ mm quadrierten Möllerschen Objektmikrometers, auf das man ein Diaphragma von etwa 1 mm Öffnung legt. Man bringt dieses Möllersche Präparat mit seinem Diaphragma auf den Mikroskoptisch und legt den Kalkspat so orientiert darüber, daß sein Hauptschnitt dem einen Strichsystem des Möllerschen Präparats parallel läuft. Für die Beobachtung der ordentlichen Wellen kann man Tageslicht, für die außerordentlichen Wellen muß man monochromatisches Licht verwenden. Die Beobachtung geschieht ohne Polarisator und ohne Analysator und wird zweckmäßigerweise bei den einführenden Versuchen mit einer so schwachen Vergrößerung angestellt, daß man die beiden durch den Kalkspat entstehenden Bilder noch im Gesichtsfeld gut übersieht. Versucht man nun an dem Kalkspat die Chaulnesschen Bestimmungen auszuführen, so sieht man die quadrierte Möllersche Skala je nach der Orientierung des Präparats in zwei oder drei verschiedenen Höhen. Ferner erscheinen die Strichsysteme bald in frontaler, bald in sagittaler und bald in beiden Lagen scharf. Um die Erscheinung in ihrer Mannigfaltigkeit kennen zu lernen, kann man den genannten etwa 1 cm dicken Kalkspat mit 8 polierten Flächen nach Basis, Prisma, Grundrhomboëder und Rhomboëder unter $53^{\circ}15'$ gegen Basis versehen.

Die Abweichungen gegenüber dem Verhalten bei isotropen Platten erklären sich durch die Krümmungsverhältnisse der Strahlengeschwindigkeitsflächen; sie hängen zusammen mit der Art, wie ein Mikroskopobjektiv die Strahlen aufnimmt und zum Bilde vereinigt. Das ganze Sorby'sche Phänomen ist also eigentlich nur eine Erscheinung der Apparatur, insbesondere des mikroskopischen Strahlengangs; es kann bei teleskopischem Strahlengang nicht beobachtet werden.

Wenn in Figur 543 *PP* die planparallele Platte eines unter dem Winkel ν gegen die optische Achse geschliffenen Kalkspats und *o* einen beleuchteten Punkt auf seiner Unterfläche vorstellt, so durchläuft ein Beleuchtungsstrahl *ao* nach der Huygensschen Konstruktion (s. Fig. 41, 42, 44, 57) die Bahn des Vektors *ob* unter ξ gegen die optische Achse geneigt; er tritt in der Richtung *bc* parallel *ao* aus. Senkrechter Eintritt hat senkrechten Austritt zur Folge, und eine Ablenkung der Strahlen findet nicht statt, sondern nur eine Parallelverschiebung. Nun aber beob-

¹⁾ G. G. Stokes, On the Foci of Lines seen through a Crystalline Plate. Proc. Roy. Soc. London. 26. 1878. 386—401.

²⁾ B. Hecht, Über die Anwendung der Chaulnesschen Methode zur Bestimmung der optischen Verhältnisse eines optisch zweiachsigen Kristalles. N. J. B. B. 6. 1889. 258—273.

achtet man den Gegenstand unter der Platte mit einem Mikroskop, stellt also nicht ein auf Strahlen, die alle untereinander der Austrittsnormalen bc oder $b'c'$ parallel laufen, sondern sieht auch Strahlen, die unter einer

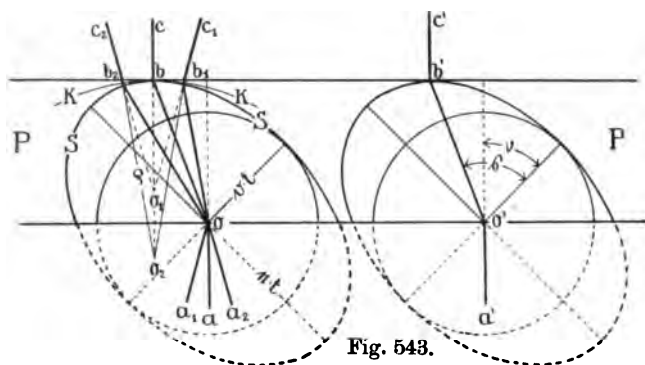


Fig. 543.

gewissen Divergenz in das Objektiv eintreten und die sich dann zu einem Punkt in der Bildebene des Okulars vereinigen. Man verwendet also auch noch Strahlen, die diesseits und jenseits von bc liegen, wie dies für den Eintritt durch die Strahlen $a_1 o$ und $a_2 o$ und für den Austritt durch die Strahlen $b_1 c_1$ und $b_2 c_2$ in Fig. 543 angegeben ist. Bei dem Übergang des Divergenzkegels $b_1 o b_2$ innerhalb des Kalkspats in den Divergenzkegel $c_1 b_1 o_1 b_2 c_2$ in Luft, kommen aber nicht mehr die Strahlen, sondern die Wellennormalen, d. h. bei dem Maß der Brechung die Geschwindigkeiten dieser Wellennormalen in Betracht [s. § 24 S. 78, ferner § 27 unter b) S. 87]. In Luft, also in dem den Kalkspat umgebenden Medium, sind die Strahlen $b_1 c_1, bc, b_2 c_2$ mit den Wellennormalen identisch. Konstruiert man sie rückwärts in den Kalkspat, so liegt die Wellennormale, aus der bc hervorgegangen ist, in derselben Richtung, also in bo_1 , während die Wellennormalen, die den Austritt in $b_1 c_1$ und $b_2 c_2$ erfahren, ganz ähnliche Geschwindigkeitsverhältnisse aufweisen, weil sich alles innerhalb enger Aperturen abspielt. Wenn aber die drei Wellennormalen $b_1 c_1, bc, b_2 c_2$ mit denselben Geschwindigkeitsverhältnissen oder mit demselben Brechungsverhältnis abgelenkt werden, so kann an Stelle der ellipsoidischen Fläche unterhalb $b_1 b b_2$ eine das Ellipsoid berührende Kugel KK angenommen werden, von deren Zentrum o_2 die Wellennormalen ausgehen. Der Radius dieser Kugel ist also $o_2 b$, er werde mit ρ' bezeichnet¹⁾. Sein reziproker Wert stellt den hier in Betracht kommenden Brechungsindex n' vor. Erst der Punkt o_2 , der nunmehr nach diesen Brechungsverhältnissen den Punkt o ersetzt, bildet sich nach der einfachen D u c d e C h a u l n e s s c h e n Überlegung in $o_1 ab$, so daß

$$o_1 b = \frac{o_2 b}{n'} = \frac{\rho'}{n'} \tag{1}$$

ist. Nun ist noch zu bedenken, daß in Fig 543 die Dimensionen der

¹⁾ In Fig. 543 links ist $o_2 b_2$ irrtümlich mit ρ anstatt ρ' bezeichnet; ρ soll der Radius der Einheitskugel sein.

Strahlenfläche SS sich auf die Zeit t und nicht auf die Zeiteinheit beziehen, sodaß ihre Hauptvektoren nicht o und e , sondern $o \cdot t$ und $e \cdot t$ lauten. Eine Wellengeschwindigkeit in der Richtung der Plattennormale möge als e' und ihr Weg durch diese Platte hindurch mit $e' \cdot t$ bezeichnet werden. Diese letztere Größe ist die uns jederzeit zugängliche Dicke d der Platte, und wir haben daher die Gleichung

$$d = e' \cdot t = \frac{t}{n'} \quad (2)$$

Will man auch den Krümmungsradius ρ' der Berührungskugel KK auf die Einheitskugel, also auf die Zeiteinheit beziehen, und bezeichnet man diesen mit ρ , so gilt die Gleichung

$$\rho = \frac{\rho'}{t} \quad (3)$$

Aus (1), (2) und (3) folgt

$$o_1 b = d \rho, \quad (4)$$

wo $o_1 b$ die Strecke $d-h$ in der Bezeichnung des Paragraphen 133 bedeutet.

Der Krümmungsradius ρ läßt sich aus o , e und ν des betreffenden Präparats nach der analytischen Geometrie auch folgendermaßen ausdrücken

$$\rho = \frac{o^2 e^2}{(o^2 \cos^2 \nu + e^2 \sin^2 \nu)^{3/2}} \quad (5)$$

Dieser Krümmungsradius liegt in der Ebene der Fig. 543, also im Hauptschnitt des Kalkspats und stellt den einen extremen Wert dar. Es gibt aber noch einen andern extremen Krümmungsradius der Berührungsfläche im Punkte b und zwar senkrecht zur Zeichenebene der Fig. 543 oder senkrecht zum Hauptschnitt. Diese beiden Krümmungsradien oder Lichtgeschwindigkeiten bewirken nun die scharfe Abbildung der Striche der Möllerschen Skala in verschiedenen Höhen, wenn man diese Striche

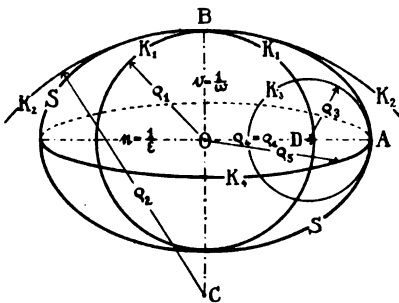


Fig. 544.

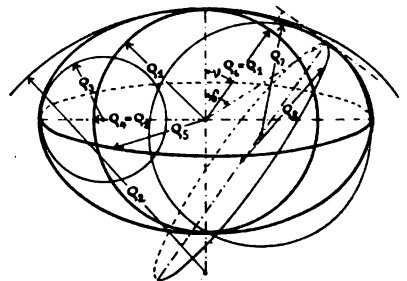


Fig. 545.

parallel und senkrecht zum Hauptschnitt orientiert. Sonst erhält man keine scharfe Abbildung, weil eine Berührungsfläche an das Ellipsoid im allgemeinen unendlich viele Krümmungsradien hat.

Um nun mit demjenigen Versuch zu beginnen, der wohl am meisten überrascht, legt man den Kalkspat auf die angeschliffene Basis und überzeugt sich von der scharfen Abbildung der beiden Strichsysteme der quadrierten Skala in zwei verschiedenen Höhen. Die Strahlenverhältnisse, die hier für die Abbildung in Frage kommen, sind in Fig. 544 dargestellt. Die Berührungskugel K_1K_1 für die ordentliche Welle stimmt im Radius mit der ordentlichen Welle überein. Hier ist

$$q_1 = o = \frac{1}{\omega},$$

und es stellt sich die Formel (4) folgendermaßen dar

$$d-h_{\omega} = d \cdot q_1 = d/\omega \quad (6)$$

oder

$$\omega = \frac{d}{d-h_{\omega}}. \quad (7)$$

Für die Berührungskugel K_2K_2 der außerordentlichen auch in der c -Achse laufenden Welle in Fig. 544 ist der Krümmungsradius, wie man aus der Formel (5) für $\nu = o$ erhält:

$$q_2 = \frac{e^2}{o} = \frac{\omega}{\varepsilon^2}.$$

Ferner ist nach Formel (4) und (6)

$$d-h_{\varepsilon} = d \cdot q_2 = d \cdot \frac{\omega}{\varepsilon^2} = \frac{d^2}{d-h_{\omega}} \cdot \frac{1}{\varepsilon^2} \quad (8)$$

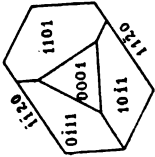


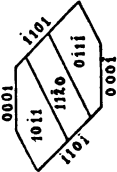



oder

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{d}{(d-h_{\omega})(d-h_{\varepsilon})}}. \quad (9)$$

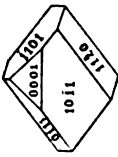
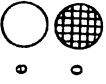
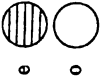

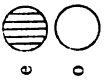
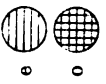
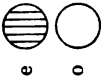
Aus den Gleichungen (6) und (8) ersieht man die Verschiedenheit der Höhenlagen $d-h_{\omega}$ und $d-h_{\varepsilon}$. Bei andern Lagen des Kalkspats kommen andere Krümmungsradien in Frage. Für das auf S. 538 erwähnte Präparat mit vier Flächenlagen stellen sich die Verhältnisse, wie in der Übersicht auf S. 542—543 dar. Zum Verständnis der Lagen der Krümmungsradien, wie sie bei den Versuchen I, II und III zur Wirksamkeit gelangen, kann noch Fig. 545 dienen. — Bei einer besonderen Größe von ν bzw. ξ wird der Krümmungsradius q_7 der Berührungskugel an die Strahengeschwindigkeitsfläche im Hauptschnitt gleich q_1 . Dieser Wert ist in Versuch IV mit q_9 bezeichnet, während dann q_8 in q_{10} bei dem gleichen Versuch IV übergeht.

136. Die Einbettungsmethode. Taucht man ein Mineralkorn in eine Flüssigkeit von genau gleicher Lichtbrechung, Dispersion und Farbe, so verschwinden seine Grenzen vollständig und es wird damit unsichtbar. Will man daher die Einzelheiten der inneren Beschaffenheit eines Mineral-

Die Chaules-Sorbyschen Bildhebungen am Kalkspat.
 Beleuchtung mit unpolarisiertem Natrium-Licht.

Fall	Tubus	Bilder im Mikroskop	Krümmungsradius der bei der mikroskopischen Bilderzeugung wirksamen Strahlenfläche	Bildhebung im Chauleschen Sinn	Brechungsindizes
Versuch I. Beobachtung auf Basis 	1 hoch		$\varrho_1 = \frac{1}{\omega}$	$h_1 = d \frac{\omega - 1}{\omega}$	$\omega = \frac{d}{d - h_1}$
	2 tief		$\varrho_2 = \frac{\omega}{\varepsilon^2}$	$h_2 = d \frac{\varepsilon^2 - \omega}{\varepsilon^2}$	$\varepsilon = \sqrt{\frac{d}{(d - h_2)(d - h_1)}}$
Versuch II. Beobachtung auf Prisma ¹⁾ 	3 hoch		$\varrho_3 = \frac{\varepsilon}{\omega^2}$	$h_3 = d \frac{\omega^2 - \varepsilon}{\omega^2}$	$\omega = \frac{d}{\sqrt{(d - h_3)(d - h_1)}}$ $\varepsilon = d \frac{d - h_3}{(d - h_1)^2}$
	4 mittel		$\varrho_4 = \varrho_1$	$h_4 = d \cdot \frac{\omega - 1}{\omega}$	$\omega = \frac{d}{d - h_4}$
	5 tief		$\varrho_5 = \frac{1}{\varepsilon}$	$h_5 = d \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon}$	$\varepsilon = \frac{d}{d - h_5}$

¹⁾ Jedes Glanzsche oder Thompsonsche oder Ritter-Franksche Prisma eignet sich zur Demonstration der Höhenlagen in den Fällen 3 und 5, während die mittlere Höhenlage 4 ausfällt wegen der Totalreflexion der ω -Wellen.

<p>Versuch III. Beobachtung auf Grundrhomboëder (1011)²⁾</p> 	<p>6 hoch</p>		<p>$\varrho_6 = \varrho_1$</p>	<p>$h_6 = d \frac{\varrho_1 - 1}{\varrho_1}$</p>	<p>$\omega = \frac{d}{d - h_6}$</p>
	<p>7 mittel</p>		<p>$\varrho_7 = \frac{1}{\omega^2 \varepsilon^2 \sqrt{\left(\frac{\cos^2(44^\circ 36')}{\omega^2} + \frac{\sin^2(44^\circ 36')}{\varepsilon^2}\right)^2}}$</p>	<p>$h_7 = d(1 - \varrho_7)$</p>	<p>ε aus h_6 und h_7 " h_6 " h_8 " h_7 " h_8</p>
<p>Versuch IV. Beobachtung auf Rhomboëder unter $53^\circ 15'$ gegen Basis</p> 	<p>8 tief</p>		<p>$\varrho_8 = \frac{1}{\varepsilon^2 \sqrt{\frac{\cos^2(44^\circ 36')}{\omega^2} + \frac{\sin^2(44^\circ 36')}{\varepsilon^2}}}$</p>	<p>$h_8 = d(1 - \varrho_8)$</p>	<p>ω aus h_7 und h_8</p>
	<p>9 hoch</p>		<p>$\varrho_9 = \varrho_1$</p>	<p>$h_9 = d \frac{\varrho_1 - 1}{\varrho_1}$</p>	<p>$\omega = \frac{d}{d - h_9}$</p>
	<p>10 tief</p>		<p>$\varrho_{10} = \frac{1}{\varepsilon^2 \sqrt{\frac{\cos^2(53^\circ 15')}{\omega^2} + \frac{\sin^2(53^\circ 15')}{\varepsilon^2}}}$</p>	<p>$h_{10} = d(1 - \varrho_{10})$</p>	<p>ε aus h_9 und h_{10}</p>

²⁾ Jedes Polarisationsprisma Nicol'scher Konstruktion zeigt eine Höhenverschiebung ähnlich dem Fall 7, während der Fall 6 hier ausfällt wegen der Totalreflexion der ω -Wellen.

korns studieren, so wählt man eine Umhüllung von möglichst gleichen Brechungsverhältnissen; will man dagegen die äußere Form gut sehen, so legt man das Korn in ein Medium von stark abweichender Brechung wie Luft oder Wasser (vergl. § 7, S. 23). Aus diesem, jedem Physiker seit langem bekannten Verfahren¹⁾ hat sich erst spät eine quantitative Methode zur Bestimmung der Brechungsindizes an mikroskopischen Objekten entwickelt. A. Brun²⁾ taucht die Mineralien in Körnerform in Flüssigkeiten von bekanntem Index und richtet seine Aufmerksamkeit auf die Beleuchtung des Zentrums des Korns bei Änderung der Tubusstellung. Von der mittleren Einstellungslage des Tubus ausgehend muß,

wenn man den Typus hebt,
die Mitte des Korns heller werden,
wenn das Korn einen höheren Index hat

als die umgebende Flüssigkeit. Er führt die Erscheinung auf Totalreflexion zurück, doch handelt es sich hier wohl eher um eine Addition der Erscheinungen der Totalreflexion und der Brechung. Die Methode fand ihre weitere Ausarbeitung durch J. L. C. Schroeder van der Kolk³⁾, nach dem sie auch häufig benannt wird. Sie führt selbst bei Körnchen von 20 μ und weniger Durchmesser zu überraschend guten Werten. Sie ist bei dieser Kleinheit der Objekte eine ausgesprochen mikroskopische Methode, die dort, wo andere Methoden längst versagen, noch zum Ziele führt.

Bei abweichenden Dispersionsverhältnissen in Einschluß und Umgebung treten auch Farbenercheinungen auf, die schon 1872 O. Maschke⁴⁾ benutzte, um Quarz und Tridymit zu unterscheiden. Er erklärte anfangs diese Farbenercheinungen als Interferenzfarben, gab aber später⁵⁾ die richtige Erklärung und zeigte, daß es sich um prismatische Farben handelt. Flüssigkeiten wie Wasser, Amylalkohol, Glycerin, Mandelöl, Kassaöl und an zwanzig Gemische der beiden letzten Öle benutzte er, um die Bestimmung der Lichtbrechung an einer Reihe von Mineralien mit gutem Erfolg durchzuführen. Auch wird in dieser zweiten Arbeit (S. 728) die Verschiebung der Blendenöffnung am Abbeschen Kondensator benutzt und

¹⁾ Vergl. z. B. A. Biot, *Mém. l'Inst.* 18. 1842. 545, 683—684. — C. Klein zeigte von neuem die Vorteile dieser Methode auch bei der Untersuchung makroskopischer Objekte im parallelen und konvergenten Licht (S. B. A. 1890. 347—352. N. J. 1891. I. 70—76), wozu der in Fig. 490 S. 460 abgebildete Apparat und manche andere Konstruktion diente.

²⁾ *Arch. Sc. phys. et math. Genève.* 32. 1894. 218—220.

³⁾ Kurze Anleitung zur mikroskopischen Kristallbestimmung. Wiesbaden 1898. 60 S. In seinen Tabellen zur mikroskopischen Bestimmung usw. Wiesbaden 1900. 48 S., hat Schr. v. d. K. an über 200 Mineralien die Brechungsindizes nach seiner Methode bestimmt. 2. umgearbeitete und vermehrte Auflage von E. H. M. Beekmann. Wiesbaden 1906. 67 S. Verschiedene Monographien v. d. Kolks liefern zahlreiche Beispiele für die Anwendbarkeit der Methode, z. B. Mikroskopische Studien über Gesteine aus den Molukken. *Samml. des Geol. Reichsmuseums, Leyden.* Bd. 5 und 6. 1900.

⁴⁾ *Pogg. Ann.* 145. 1872. 568.

⁵⁾ *Wiedemanns Ann.* 11. 1880. 722—734.

damit von der so wichtigen schiefen Beleuchtung Gebrauch gemacht; ferner benutzte Maschke schon eine Ablendung des Gesichtsfeldes über dem Objekt.

Die Erscheinungen erklären sich folgendermaßen: die Körner eines gepulverten Minerals bilden an vielen Stellen mehr oder weniger prismatische Ränder und bieten damit dem Licht die Möglichkeit, sich farbig zu zerlegen oder total reflektiert zu werden. Daher umgeben sich diese Körner mit farbigen und dunkeln Rändern, die um so breiter werden,

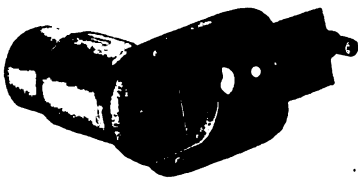
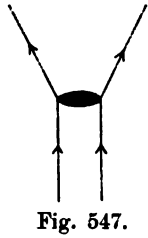
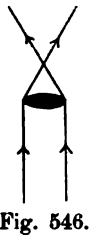


Fig. 550.

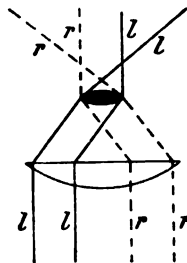


Fig. 551.

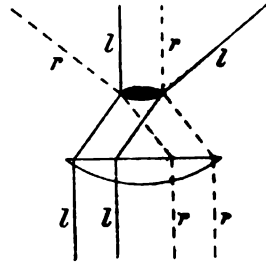


Fig. 552.

Polarisator mit Diaphragmenschieber nach F. E. Wright.

je weiter die Brechungsverhältnisse eines Kornes und seines umgebenden Mediums voneinander abweichen. Trockener Quarzsand zeigt unter dem Mikroskop breite schwarze Ränder, die bei Einbettung in Wasser viel schmaler werden und in Kanadabalsam oder Nelkenöl vollständig verschwinden. Kennt man also den Brechungsindex des Kanadabalsams oder des Nelkenöls, so läßt sich ein Schluß auf die Lichtbrechung des Quarzes ziehen.

Um zunächst von der Farbenercheinung abzusehen und nur die dunkeln Ränder zu erklären, kann man eine Beleuchtung mit homogenem Licht annehmen. Denkt man sich ein linsenförmiges Mineralkorn mit gewöhnlichem, parallelem, monochromatischem Licht beleuchtet, indem man Polarisator und Kondensor entfernt und nur den einfachen Planspiegel anwendet, so können die Lichtstrahlen das Korn konvergent (Fig. 546) oder divergent (Fig. 547) verlassen, je nachdem die umgebende Flüssigkeit eine schwächere oder stärkere Lichtbrechung als das Korn besitzt. In beiden Fällen aber zeigen die Randstrahlen entweder alsbald oder in einiger Höhe über dem Korn eine Divergenz, sodaß sie in das weit abstehende Objektiv nicht eintreten können; es müssen daher die

Kornränder — ob die Flüssigkeit nun stärker oder schwächer lichtbrechend ist — dunkel erscheinen. Unter diesen Beleuchtungsverhältnissen wäre man auf die rohesten Tastversuche angewiesen, um jene Flüssigkeit zu finden, welche die Ränder zum vollständigen Verschwinden bringt. Wendet man aber mit Schroeder v. d. Kolk eine schiefe Beleuchtung an, wie dies wieder schematisch in Fig. 548 und 549 angedeutet ist, so kann man mit Sicherheit eine Entscheidung treffen, ob das Korn stärker (Fig. 548) oder schwächer (Fig. 549) als die Flüssigkeit das Licht bricht. Blendet man das Licht von links ab, läßt es also von rechts einfallen, so werden bei stärkerer Lichtbrechung des Kornes noch Strahlen vom linken Rand und bei schwächerer Lichtbrechung solche vom rechten Rand in das Objektiv eintreten. Bei großen Körnern kann man die Schiefe der Beleuchtung durch den Planspiegel bewirken, bei kleineren Objekten schaltet man den Kondensor ein und blendet mit dem Finger¹⁾ oder mit einem Stück schwarzen Kartons, das man zwischen Spiegel und Kondensor schiebt, die eine Seite der einfallenden Strahlen ab. Statt dieser primitiven Vorrichtung hat F. E. Wright²⁾ einen Schieber am Polarisator konstruiert (Fig. 550), bei dem die Diaphragmen von verschiedenem Durchmesser auch eine Irisblende ersetzen können. Bei Einschaltung des Kondensors wird man zuerst sehen, daß die dunkeln Ränder bedeutend schmaler werden, (wie dies die Figuren 551 und 552 erläutern), weil die mit *ll* bezeichneten Strahlen teilweise für die Beleuchtung des einen Randes, die mit *rr* bezeichneten teilweise für die Beleuchtung des andern Randes dienen. Erst bei Ablendung treten die Unterschiede deutlich hervor, wobei das Dunklerwerden des einen Randes besonders auffällt. Mit Berücksichtigung der durch das Mikroskop erfolgenden Umkehrung der Bilder ergibt sich folgende Regel:

Einschiebung der Blende am Kondensor und Randverdunklung (im Bilde) auf der gleichen Seite; Korn von stärkerer Lichtbrechung als Flüssigkeit.

Einschiebung der Blende am Kondensor und Randverdunklung (im Bilde) auf verschiedenen Seiten; Korn von schwächerer Lichtbrechung als Flüssigkeit.

Der optische Vorgang bei der Blendenwirkung ist aus Fig. 299 zu ersehen und zwar bei der Stellung von Eintrittspupille und Kondensor gegenüber Objekt und Objektiv, wie sie dort gezeichnet ist. Man sieht, daß die Strahlen, die von einem Punkt P_1 ausgehen, das ganze Objekt $O_1 B_1$ beleuchten, wie dies auch mit U_1 und mit jedem dazwischen liegenden Punkt der Fall ist. Da nun bei voller Beleuchtung, also bei geöffneter und zentrisch gelegener Eintrittspupille, zu jedem Punkt P_1 ein symmetrisch auf der andern Seite gelegener Punkt U_1 vorhanden ist, so wird das Objekt von rechts und von links her in gleicher Weise beleuchtet.

¹⁾ Schroeder v. d. K., Zeitschr. f. wiss. Mikrosk. 8. 1892. 458.

²⁾ T. M. P. M. 20. 1901. 239; Am. Journ. 17. 1904, 385—391; 35. 1913. 63—82.

Bei Ablendung von Punkten der Eintrittspupille bis auf die in der Nachbarschaft von P_1 gelegenen wird diese Symmetrie gestört und die Beleuchtung einseitig schief, aber immer für das ganze Objekt, wie in Fig. 299 erfolgen. Dies aber sind die Verhältnisse, wie sie in Fig. 548 und 549 verlangt werden. Eine solche schiefe Beleuchtung kann entweder durch einen in der Ebene $P_1 U_1$ der Fig. 299 gelegenen Wrightschen Schieber geschehen oder in Ebenen, die zu $P_1 U_1$ konjugiert sind, das sind die Ebenen $P_3 U_3$ und $P_4 U_4$. In $P_3 U_3$ lassen sich meistens, wenigstens bei stärkeren Objektiven, solche Schieberblenden nicht gut einführen, weil der dazu etwa geeignete Schlitz im unteren Tubusende zu hoch liegt. Bei schwächeren Objektiven kann man aber auch hier gewisse Erfolge erzielen, wie dies von G. W. Graham¹⁾, wenn auch für etwas andere Zwecke, vorgeschlagen wurde.

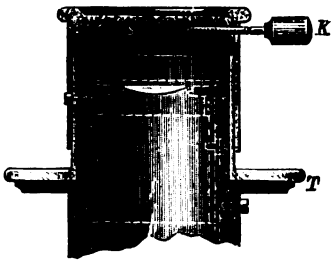


Fig. 553.

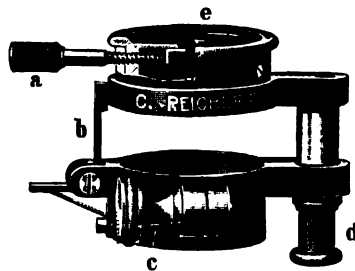
Mikrorefraktometer nach S. Exner
von R. Fueß

Fig. 554.

Mikrorefraktometer nach S. Exner
von C. Reichert

Sehr bequem läßt sich nun aber ein solcher Schieber bei $P_4 U_4$, also in der Austrittspupille des Mikroskops anbringen, wie dies S. Exner²⁾ schon 1885 bei seinem Mikrorefraktometer tat. Zwei Formen dieses kleinen Apparates, die nach F. Beckes³⁾ Angaben von R. Fueß und C. Reichert ausgeführt werden, sind in Fig. 553 und 554 abgebildet. Auch wird dieses Exnersche Mikrorefraktometer nach H. Schneiderhöhns⁴⁾ Angaben von E. Leitz hergestellt.

Der Apparat wird über das Okular gestülpt und bei dem Fueßschen Modell an seinem in Fig. 553 sichtbaren ausziehbaren Teil und bei dem Reichertschen Modell in Fig. 554 durch die Schraube d so lange auf und ab geschoben, bis die bei S bzw. e befindliche Öffnung in der Austrittspupille des betreffenden Okulars, das in Fig. 553 gestrichelt angedeutet ist, liegt. Man erkennt die Richtigkeit dieser Stellung an dem Verschwinden eines das Gesichtsfeld umgebenden blauen Saumes. Die Schraube K bzw. a bewegt einen Schieber vor die Öffnung und blendet dadurch einen Teil der Strahlen ab.

¹⁾ Min. Mag. 15. 1910. 340.

²⁾ Arch. f. Mikrosk. Anatomic. 25. 1885. 97.

³⁾ T. M. P. M. 13. 1893. 387; S. W. A. 102. 1893. 364.

⁴⁾ Z. X. 50. 1912. 234.

Auf diese Weise kann man also jederzeit sehen, in welchem Sinne der Unterschied zwischen Korn und Flüssigkeit liegt. Ob er aber groß oder klein ist, läßt sich am besten aus Farbenercheinungen ableiten, die bei erheblichem Unterschied in der Dispersion der beiden Medien wahrgenommen werden. Ein solcher Unterschied tritt immer auf¹⁾, weil die Flüssigkeiten eine größere Dispersion als die festen Körper haben.

An einem sehr hübschen Versuch demonstriert Schroeder v. d. K.²⁾ die hier auftretenden Verhältnisse. Er bettet pulverisierten Baryt ($n = 1,64$) in ein Gemisch zweier Flüssigkeiten, deren Indizes unterhalb und oberhalb der Brechung des Baryts liegen, z. B. in Benzol ($n = 1,50$) und Jodmethylen ($n = 1,74$). Da nun das Benzol sehr flüchtig ist und durch Verdunstung sehr schnell aus der Mischung verschwindet, so hat diese

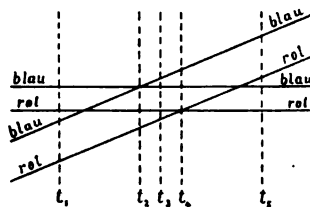


Fig. 555.

zu Anfang des Versuchs eine geringere, nach wenigen Minuten eine stärkere Lichtbrechung als der Baryt. In Fig. 555 mögen nach der Darstellung Schroeder v. d. Kolks die Abszissen die Zeit, die Ordinaten die Brechungsindizes angeben. Der Baryt behält während des ganzen Versuchs die gleiche Brechung für blaue und rote Strahlen, was durch die beiden horizontalen mit blau und rot bezeichneten Linien angedeutet ist, während in der Flüssigkeit diese Brechung immer höher wird, wie dies durch die beiden parallelen, nach rechts hin ansteigenden Linien, die wegen der größeren Dispersion der Flüssigkeit einen größeren Vertikalabstand haben, ausgedrückt werden soll. Zur Anfangszeit t_1 sind alle Indizes des Kornes höher als die der Flüssigkeit, zur Zeit t_2 findet Übereinstimmung für Blau statt, zur Zeit t_3 hat das Korn für Rot einen höheren, für Blau einen niedrigeren Index, zur Zeit t_4 findet Übereinstimmung für Rot statt, und zur Zeit t_5 sind schließlich alle Indizes der Flüssigkeit höher als die des Baryts. Nennt man den Rand des Kornes, der im mikroskopischen Bild dem einzuschiebenden Schirm zugekehrt ist, den Vorderrand, so hat man nach dem oben gesagten folgende Erscheinungen zu erwarten (bei dem Hinweis auf die Figuren ist die mikroskopische Bildumkehrung zu berücksichtigen):

¹⁾ S. auch K. Spangenberg, Fortschritte d. Min. usw. 7. 1922. 27.

²⁾ l. c. „Tabellen“ 1900. 5–6.

Zur Zeit t_1 bis t_2 Vorderrand dunkel, Hinterrand hell (Fig. 551).

Zur Zeit t_2 bis t_4 Vorderrand blau (Fig. 552), Hinterrand rot (Fig. 551).

Zur Zeit t_4 bis t_6 Vorderrand hell, Hinterrand dunkel (Fig. 552).

Auf diese Weise läßt sich an Körnchen, an denen Vorder- und Hinterrand erst bei hundertfacher Vergrößerung zu erkennen sind, die Bestimmung der Brechungsindizes bis auf mindestens eine Einheit der zweiten Dezimale richtig ausführen.

Auch doppelbrechende Kristalle lassen sich nach dieser Methode auf ihre Hauptbrechungsindizes untersuchen. Bei einachsigen Medien kann man die ordinäre Welle dadurch von der andern häufig unterscheiden, daß die Farbenerscheinungen viel deutlicher auftreten, auch muß man den zugehörigen Index an allen Körnchen gleich groß finden. Die Undeutlichkeit der Farbenerscheinung bei der außerordentlichen Welle kann damit zusammenhängen, daß die Prismen an den Körnern sehr unregelmäßig gebildet sind, und infolge davon die Welle, die in einer Richtung austritt, aus verschiedenen gerichteten außerordentlichen Wellen hervorgeht. Diese letzteren haben verschiedene Indizes und können daher zum Teil für Blau, zum Teil für Rot mit der Flüssigkeit übereinstimmen und dadurch die Farbenerscheinung stören.

In weiterer Verfolgung eines Gedankens von H. Ambronn¹⁾ hat K. Spangenberg²⁾ angegeben, wie man bei einem doppelbrechenden Korn die beiden Brechungsindizes γ_1 und α_1 ermitteln kann, wenn man zwei Flüssigkeiten mit den Indizes n_1 und n_2 aussucht, die zwischen γ_1 und α_1 liegen. Es können hier auf beiden Seiten der Grenze zwei Lichtlinien beobachtet werden, die im allgemeinen verschieden hell sind und durch senkrecht zueinander polarisierte Lichtwellen hervorgerufen werden. Bei Verwendung eines Polarisators kann man nun das Korn oder Blättchen, das in die betreffende Flüssigkeit eingebettet ist, in ein solches Azimut zur Schwingungsrichtung des einfallenden Lichts bringen, daß die Linien auf beiden Seiten der Grenze gleich hell werden. Geht man von einer Polarisatorstellung PP aus, die nur die Lichtbrechung γ_1 zur Wirkung kommen läßt, wo also das α_1 -Bild verschwindet, und dreht das Korn um einen Winkel φ , bis die durch γ_1 und α_1 hervorgerufenen Lichtlinien gleich intensiv werden, so ist J_{γ_1} proportional $J \cos^2 \varphi$ und J_{α_1} proportional $J \sin^2 \varphi$. Nimmt man ferner näherungsweise an, daß die Intensität dieser Lichtlinien proportional dem Unterschied der sie erzeugenden Brechungsindizes ist, so folgt für gleiche Intensitäten auf beiden Seiten für eine Flüssigkeit mit der Lichtbrechung n_1 und ein Azimut φ_1

$$\cos^2 \varphi_1 (\gamma_1 - n_1) = \sin^2 \varphi_1 (n_1 - \alpha_1)$$

und für eine zweite Flüssigkeit mit dem Brechungsindex n_2 und für ein Azimut φ_2

$$\cos^2 \varphi_2 (\gamma_1 - n_2) = \sin^2 \varphi_2 (n_2 - \alpha_1).$$

¹⁾ Ber. math.-phys. Klasse. K. Sächs. Ges. Wiss. 1893. 3 S.

²⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1920. 352—362 und 406—414.

Aus beiden Gleichungen folgt

$$\gamma_1 = \frac{n_2 \sin^2 \varphi_1 - n_1 \sin^2 \varphi_2}{\sin^2 \varphi_1 - \sin^2 \varphi_2},$$

$$\alpha_1 = \frac{n_1 \cos^2 \varphi_2 - n_2 \cos^2 \varphi_1}{\cos^2 \varphi_2 - \cos^2 \varphi_1}.$$

Die Beobachtungen sind im monochromatischen Licht auszuführen. Zu den extremen Werten γ und α kann man nur durch Beobachtung vieler Körner gelangen, indem man auch einmal ein solches senkrecht zur optischen Normale β antrifft.

Wie K. Spangenberg einen Polarisator zur Bestimmung der Lichtbrechung an Sphärolithen verwendet, möge im Original (l. c. S. 408 bis 411) nachgelesen werden.

Von Einbettungsflüssigkeiten sollten nach Möglichkeit chemisch wohl definierte Körper von ganz konstanter Zusammensetzung und gegenüber Licht und Luft unveränderlichen Eigenschaften verwendet werden. Indessen lassen sich diese Forderungen nur in beschränktem Maße erfüllen. Besonders ist die Anwendung der Öle wegen ihres indifferenten Verhaltens gegen Glas und Metall, denen sie wohl hauptsächlich ihren Gebrauch in der mikroskopischen Technik verdanken, nicht zu umgehen. Übrigens haben A. de Lorenzo und C. Riva¹⁾ verschiedene Öle nach drei und sechs Monaten auf ihre Brechung untersucht und in den meisten Fällen eine Änderung des Index von nur $\pm 0,001$ gefunden. Dies ist übrigens die Genauigkeitsgrenze, die man mit dieser Methode höchstens erreichen kann. Auch die Empfindlichkeiten der Flüssigkeiten gegenüber Temperaturschwankungen, die in den meisten Fällen 4—6 Einheiten der vierten Dezimale für 1° betragen, lassen die Genauigkeit in der Praxis nur auf drei Dezimalen zu. Die nachstehend aufgeführten Flüssigkeiten²⁾ sind zum Teil wohldefinierte chemische Körper, zeigen aber dennoch in den Fabrikaten nicht immer die gleiche Lichtbrechung, weil die Zusammensetzung nicht genau der Theorie entspricht. In erhöhtem Maße gilt dies von den Ölen. Um derartige, hier zu erwartende Schwankungen zu übersehen, sind neue Bestimmungen von mir denen von Schroeder v. d. Kolk, sowie den Werten aus den Landolt-Börnsteinschen Tabellen gegenübergestellt. Die Beobachtungstemperatur beträgt in allen Fällen 18° . (Tabelle s. S. 551.)

¹⁾ Ref. Z. X. 35. 1902. 501—502; s. auch C. Riva, Rendiconti Accad. Lincei 9. 1900. 173.

²⁾ Zusammenstellungen, aber nicht nur von einfachen Körpern sondern auch von Mischungen, wurden von F. E. Wright und E. S. Larsen für 15 Flüssigkeiten in der Lichtbrechung 1,450 bis 1,790 gegeben. Am. Journ. 27. 1909. 35; s. ferner F. E. Wright, N. J. B. B. 35. 1913. 767, wo auch die Merwinschen Schmelzen von Schwefel und Selen aufgenommen sind; s. ferner P. Mayer, Über die flüchtigen Öle und ihren Ersatz, Z. f. wiss. Mikrosk. 36. 1919. 219—256.

N a m e	Brechungsindizes für D-Licht bei ca. 18°			Siede- punkt
	Nach Schroeder v. d. Kolk	Nach Wülfing	Nach Landolt- Börnsteins Tabellen	
Methylalkohol	—	—	1,330	66°
Wasser	—	1,333 ¹⁾	1,333	100°
Aceton	1,325	1,359	1,361	56° ₅
Äthylalkohol	1,367	1,365	1,362	78°
Hexan	1,377	1,387	1,376	71°
Heptan	1,411	1,409	—	98° ₄
Äthylchlorid	1,447	1,444	1,447	84°
Chloroform	1,446	1,446	1,447	61° ₅
Glycerin	—	1,454 ²⁾	1,463	290°
Tetrachlorkohlenstoff	1,466	1,461	1,461	76°
Lavendelöl	1,461	1,463	—	—
Olivenöl	1,469	1,469	—	—
Terpentinöl	1,471	1,469	1,470	ca. 160°
Mandelöl	—	1,475	—	—
Buheckernöl	1,477	1,475	—	—
Knochenöl	—	1,477	—	—
Ricinussöl	1,478	1,479	—	—
Leinöl	—	1,485	—	—
Xylol	1,495	1,494	1,503	139°
Toluol	1,496	1,496	1,503	110°
Benzol	1,501	1,500	1,500	80° ₄
Pseudocumol	1,505	1,505	1,508	170°
Cedernholzöl	1,516	1,507	—	—
Jodäthyl	—	1,513	1,512	72°
Monochlorbenzol	1,527	1,524	1,527	132°
Fenchelöl	1,538	1,529	—	—
Nelkenöl	—	1,530	—	—
Oleum caryophyllorum	1,544	1,536	—	—
Eugenol (Nelkensäure)	—	1,541	1,546	247°
Äthylbromid	1,536	1,539	1,540	131°
Canadabalsam (in Dünnschliffen)	—	1,539	—	—
Nitrobenzol	1,554	1,553	1,553	205°
Zimtäthyläther	—	1,559	1,560	271°
Dimethylanilin	1,558	1,559	1,567	192°
Monobrombenzol	1,561	1,559	1,562	155°
Anisöl	1,548	1,560	—	—
Anethol	—	1,561	1,564	232°
Orthotoluidin	1,572	1,571	1,573	197°
Anilin	1,588	1,582	1,587	184°
Zimtöl	1,605	1,586	1,619	—
Bromoform	1,588	1,597	1,590	151°
Cassiaöl	—	1,609	1,586	—
Monojodbenzol	1,621	1,619	1,625	188°
Zimtaldehyd	—	1,620	1,620	247°
Chinolin	1,618	1,623	1,618	239°
Bromanilin	—	—	1,627	—
Schwefelkohlenstoff	1,627	1,629	1,629	47°
Acetylen-tetrabromid	—	1,635	1,630	102°
α-Bromnaphtalin	1,658	1,657	1,661	279°
Jodmethylen	1,740	1,739	1,742	180

1) Genaue Angabe s. § 156.

2) Wahrscheinlich wasserhaltig.

Trotz dieser zahlreichen Flüssigkeiten wird man doch nicht immer diejenigen antreffen, die man gerade braucht. In diesen Fällen ist man auf die Herstellung von Mischungen angewiesen, kann aber nun mit viel weniger Flüssigkeiten auskommen. So lassen sich aus α -Bromnaphthalin und Jodmethylen alle Mischungen herstellen, die in der Lichtbrechung zwischen 1,658 und 1,738 liegen. Zur Vorberechnung des Brechungsindex N einer Mischung, die sich aus v_1 Volumina der einen und v_2 Volumina der andern Flüssigkeit zusammensetzt, macht man von der Tatsache Gebrauch, daß ein solcher Brechungsindex in einfacher Proportion zu den Brechungsindizes n_1 und n_2 und den Volumen v_1 und v_2 der sich mischenden Flüssigkeiten steht. Die Formel lautet (s. § 21 S. 66)

$$N = \frac{n_1 v_1 + n_2 v_2}{v_1 + v_2}.$$

Man kann in der Praxis solche Gemische sehr einfach herstellen, indem man von den betreffenden beiden Flüssigkeiten Tröpfchen in der nötigen Anzahl, alle dem Augenmaß nach gleich groß, auf einen Objektträger nebeneinander legt, dann mischt und, wenn diese Mischung der Lichtbrechung des betreffenden Minerals entspricht, auf einem Totalreflektometer ihren Brechungsindex bestimmt. Das Tropfenabzählen kann beispielsweise nach folgendem Schema geschehen.

α -Bromnaphthalin Jodmethylen		Vol. % an Jodmethylen	Brechungsindex der Mischung
Tropfenverhältnis			
v_1	v_2		
1	0	0	1,658
9	1	10	1,665
5	1	17	1,671
4	1	20	1,673
3	1	25	1,677
5	2	29	1,680
2	1	33	1,684
3	2	40	1,689
4	3	43	1,692
1	1	50	1,697
3	4	57	1,703
2	3	60	1,706
1	2	67	1,711
2	5	71	1,715
1	3	75	1,718
1	4	80	1,722
1	5	83	1,724
1	9	90	1,730
0	1	100	1,738

Weiter ausgebaut wurde die Einbettungsmethode durch die Amerikaner im Laufe der letzten 10 Jahre und zwar durch H. E. Merwin und E. S. Larsen. Besonders der letztere hat eine ausführliche Monographie über diesen Gegenstand erscheinen lassen, worin er von 950 Mineralien nicht weniger als 500 teilweise oder vollständig neu bestimmte¹⁾.

Von höherbrechenden Flüssigkeiten und Schmelzen hat J. W. Retgers²⁾ den geschmolzenen Phosphor vorgeschlagen, der die Eigenschaft hat, in kapillaren Räumen, also auch unter dem Deckglas längere Zeit flüssig zu bleiben. Phosphor hat flüssig den Index 2,075, fest 2,144. F. Zirkel hat in seinem Lehrbuch von 1893. I. S. 40 eine Lösung von Quecksilberjodid in Anilin und Chinolin mit dem hohen Index $n = 2,2$ angegeben. Die Firma E. Merck in Darmstadt war so freundlich, ein derartiges Präparat auf meinen Wunsch herzustellen. Dasselbe zeigte aber nur einen Brechungsindex von $n_D = 1,6051$ bei 19° und lag also zwischen dem des Anilins und Chinolins. Es hatte von dem Quecksilberjodid offenbar nichts aufgenommen. Dagegen haben sich außer dem Jodmethylen andere organische Körper, wie z. B. Piperin, als ausgezeichnetes Lösungsmittel für Jodide des Arsens und Antimons erwiesen. Auf diesem Weg erhält man Flüssigkeiten mit $n = 1,68$ bis 2,10. H. E. Merwin hat auch empfohlen, $Sn J_2$, $As J_3$, $Sb J_3$ in Jodmethylen zu lösen, wodurch Flüssigkeiten mit Brechungsindizes bis 2,28 entstehen. Bei Schmelzen von Schwefel und Selen steigt die Lichtbrechung von 2,0 bis 2,7, bei Schmelzen von Selen und Selenarsen gar von 2,7 bis 3,2. Die letzteren Schmelzen sind tief rot gefärbt und erlauben die Bestimmungen nur in weißem Licht oder in Lithionlicht, was zu dem gleichen Ergebnis führt, weil diese Schichten nur für rotes Licht durchlässig sind.

Auf der vorigen Seite wurde die Bestimmung der Brechungsindizes der Einbettungsflüssigkeiten mit dem Totalreflektometer empfohlen (s. auch 4. Kapitel § 170—173). Sie ist durch die Schnelligkeit und Sicherheit ihrer Ausführung unbedingt allen anderen Methoden in diesem Fall vorzuziehen, läßt sich aber leider nur bis zur Höhe der Lichtbrechung der Halbkugelgläser anwenden und muß für die höher brechenden Medien durch die Prismenmethode ersetzt werden. Man stellt sich hierzu nach dem Vorschlag von Merwin ganz kleine Prismen aus Stückchen eines Objektträgers her, die den betreffenden Flüssigkeitstropfen durch Kapillarwirkung festhalten.

¹⁾ H. E. Merwin und E. S. Larsen, Mixtures of amorphous sulphur and selenium as immersion media for determination of high refractive indices with the microscope. Am. Journ. 34. 1912. 42—47. Ref. Z. X. 55. 1915/20. 395. — H. E. Merwin, Media of high refraction for Refractive index determinations with the microscope; also a set of permanent standard media of lower refraction. Journ. Wash. Acad. Sc. 3. 1913. 35—40. Ref. N. J. 1914. I. 178—179. — E. S. Larsen, The microscopic determination of the nonopaque minerals. U. S. Geol. Surv. Bull. 679. 1921. 294 S.

²⁾ N. J. 1893. II. 130—134.

Man hat sich viele Mühe gegeben, ohne Totalreflektometer oder Spektrometer auszukommen und die Bestimmungen nur mit dem Mikroskop auszuführen. Dahin gehende Versuche wurden von E. Clerici¹⁾, L. Décombe²⁾, F. E. Wright³⁾, V. de Souza-Brandão⁴⁾ u. a. veröffentlicht, haben aber alle noch nicht die Genauigkeit oder die Bequemlichkeit der anderen Methoden erreicht. A. Michel-Lévy wandte bei seiner erweiterten Beckeschen Methode (s. § 139) eine Serie von 16 Mineralien mit bekannten Indizes als Vergleichskörper an.

137. Die Beckesche Methode. F. Becke lenkte im Jahre 1893 die Aufmerksamkeit auf die feinen Unterschiede in der Beleuchtung, die im mikroskopischen Bilde eines Dünnschliffs unter gewissen Beleuchtungsverhältnissen überall dort entstehen können, wo verschieden brechende Mineralien in einer mehr oder weniger in der Sehrichtung liegenden Ebene aneinander stoßen. Wenn man nämlich den Kondensor senkt oder das einfallende Licht durch eine Irisblende einschnürt, so erscheint bei Einstellung auf die Oberfläche des Schliffs oder auf eine noch etwas höhere Ebene ein charakteristisches schmales Lichtband auf der Seite des stärker lichtbrechenden Minerals. Für diese Erscheinung schlug W. Salomon die seither übliche Bezeichnung der Beckeschen Linie vor⁵⁾. Zur Einführung in diese Verhältnisse wählt man zweckmäßigerweise ein Mineral, wie etwa Apatit, das sich in der Lichtbrechung stark von dem Einbettungsmittel des Kanadabalsams unterscheidet. Dann geht man etwa zum Quarz über und wird auch hier bald die höhere Lichtbrechung gegenüber dem Balsam erkennen. Sehr deutlich tritt dieser Unterschied bei der außerordentlichen Lichtbrechung (im extremen Fall für $\epsilon = 1,553$), weniger auffallend bei der ordentlichen Lichtbrechung ($\omega = 1,544$) gegenüber dem Balsam ($n = 1,539$) hervor. Um die letztere Beobachtung anzustellen, schiebt man das Gipsblatt vom Rot 1. Ordnung in Regelstellung ein (s. § 147), bringt also den Vektor α in die Lage NW—SO, dreht das Quarzkorn zwischen gekreuzten Nicols in Additionslage, dreht von hier aus um 45° im Uhrzeigersinn, schaltet den Analysator aus und hat nun den ω -Vektor des Quarzes in die NS-Lage gebracht. Bei der üblichen Orientierung der Polarisator-schwingungen ebenfalls von N nach S, kann man nun die Erscheinung bei reiner ω -Brechung beobachten. Man wird bald dahin gelangen, vor allem,

¹⁾ Rendiconti R. Accad. Lincei 16. 1907. 336—343 und 18. 1909. 351—355; Ref. Z. X. 46. 1909. 394 und 50. 1912. 479. s. auch E. Sommerfeldt, Zentralbl. f. Min. usw. 1910. 488. und ferner C. Viola, Rendiconti R. Accad. Lincei, Rom. 19. 1910. 192—197. Ref. Z. X. 52. 1913. 301—302.

²⁾ C. R. 150. 1910. 389. Ref. Z. X. 52. 1913. 180.

³⁾ Journ. Wash. Acad. Sc. 4. 1914. 269—271. Ref. N. J. 1916. II. 8.

⁴⁾ Comunicações do Serviço Geológico Portugal. 11. 1915. 58—68. Auch hat derselbe Verfasser eine Skala von Lichtbrechungs-Indikatoren angegeben. Zentralbl. f. Min. usw. 1904. 14—18.

⁵⁾ Z. X. 26. 1896. 182.

wenn man den Kondensor senkt oder die Irisblende am Beleuchtungsapparat einschnürt, den kleinen Unterschied von 0,005 zwischen ω -Quarz = 1,544 und n-Kanadabalsam = 1,539 deutlich wahrzunehmen.

So unzweideutig nun diese Erscheinung, wenn man sie erst einmal kennen gelernt hat, auftritt, so wenig kann man dies von den Erklärungsversuchen behaupten, trotzdem in den 30 Jahren seit der Entdeckung zahlreiche z. T. sehr gründliche Untersuchungen über diesen Gegenstand angestellt worden sind. Einiges davon möge hier aufgeführt und im übrigen auf die ausführlichen Literaturangaben in den Arbeiten von K. Spangenberg verwiesen werden.

1893. F. Becke, Über die Bestimmbarkeit der Gesteinsgemengteile, besonders der Plagioklase auf Grund ihres Lichtbrechungsvermögens. S. W. A. 102. 358—376.
- — Petrographische Studien am Tonalit der Rieserferner; darin Abschnitt über Untersuchungsmethoden. T. M. P. M. 13. 385—389.
1905. W. O. Hotchkiss, An Explanation of the phenomena seen in the Becke method of determining index of refraction. Amer. Geol. 36. 305—308.
1910. G. W. Grabham, An improved form of petrological microscope, with some general notes on the illumination of microscopic objects. Min. Mag. 15. 335—349.
1913. F. E. Wright, Oblique illumination in petrographic microscopic work. Am. Journ. 35. 63—82. Ref. N. J. 1913. II. 356.
1914. — The determination of the relativ refringence of mineral grains under the petrographic microscope. Journ. Wash. Acad. Sc. 4. 389—392. Ref. N. J. 1916. II. 7.
1914. K. Schloßmacher, Zur Erklärung der Beckeschen Linie. Zentralbl. f. Min. usw. 1904. 75—79.
1920. A. Köhler, Methoden zur Prüfung der Lichtbrechung von Flüssigkeiten für homogene Immersion und Beschreibung einer Mikroskopierlampe für Natriumlicht. Z. f. wiss. Mikrosk. 37. 177—202.
1920. K. Spangenberg, Einige Anwendungen und Erweiterungen der Einbettungsmethode. Zentralbl. f. Min. usw. 352—362 und 406—414.
1921. — Erscheinungen an der Grenze von dünnen Objekten im Mikroskop. Z. f. wiss. Mikrosk. 38. 1—28. Ref. N. J. 1922. I. 139—141.
- — Einbettungsmethode und Plagioklasbestimmung. Z. X. 56. 430—432.
1922. — Die Einbettungsmethode. Fortschritte d. Min. usw. 7. 4—64.

Früher war man der Auffassung, daß die Helligkeits- und Farbenercheinungen bei der v. d. Kolkschen Einbettungsmethode hauptsächlich auf prismatischer Ablenkung und Zerstreuung des Lichts und bei der

Beckeschen Linie mehr auf Totalreflexion beruhe. In den neueren Darlegungen aber neigt man zu den Ansichten, daß bei sehr dünnen Präparaten, die erheblich unter Dünnschliffdicke liegen, die Interferenzerscheinungen und bei sehr dicken Präparaten die Totalreflexion und die Brechung eine Rolle spielen, während bei den eigentlichen Dünnschliffen ein komplexes Phänomen auftritt. Hier möge im Anschluß an die Beckesche Auffassung nur jener Strahlenverlauf eine Erklärung finden, der in der Hauptsache die Erscheinungen am eigentlichen Dünnschliff bewirkt. In Fig. 556 sei die Stelle eines Dünnschliffs dargestellt, in der bei *B* die beiden Mineralien von verschiedener Lichtbrechung in einer vertikalen

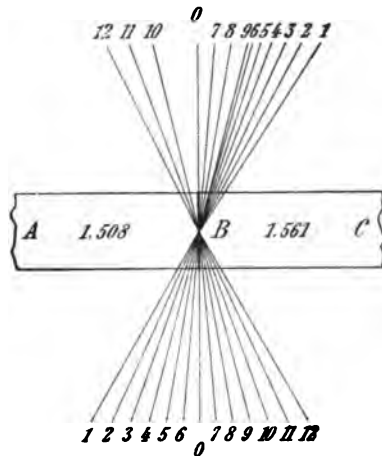


Fig. 556.

Ebene zusammenstoßen, und deren Beleuchtung durch das von unten konvergent einfallende, durch die Linien 1 bis 12 angedeutete Licht erfolgt. Über und unter dem Schliff *ABC* mögen vorläufig Medien von gleicher Lichtbrechung wie die eingebetteten Mineralteile angenommen werden. Die Strahlen 1 bis 12 erfahren nun durch Brechung und Totalreflexion an der Grenzschicht Ablenkungen, wie sie in der Figur für Medien vom Brechungsindex 1,508 und 1,561 gezeichnet sind. Von diesen Strahlen werden 1 bis 6 nach oben rechts gebrochen, 7 bis 9 total reflektiert — wenn bei 9 etwa der Grenzwinkel der Totalreflexion liegt — und 10 bis 12 nach oben links mit einer kleinen Aufrichtung gebrochen. Die symmetrisch einfallende Beleuchtung ist also nach dem Durchlaufen des Dünnschliffs an der Grenzschicht unsymmetrisch verteilt; es findet eine Konzentration des Lichtes am Rande des stärker brechenden Mediums statt, wo mehr Licht austritt, als an irgend einer andern Stelle auf *AB* oder *BC*. Diese Konzentration macht sich im mikroskopischen Bild (Taf. IV Fig. 1) in Gestalt einer zarten, hellen Linie bemerkbar. Stellt man das Mikroskop auf die Unterseite des Schliffs ein, so kehrt sich die

Erscheinung um, und man sieht nun die helle Umrandung auf der Seite des schwächer lichtbrechenden Minerals (Taf. IV Fig. 2). Bei mittlerer Einstellung sieht man die Grenze scharf und ohne irgend eine unsymmetrische Schattierung in der Beleuchtung; hebt man aber den Tubus um ein wenig, sodaß die Oberfläche des Schliffs in die Bildebene rückt oder scharf gesehen wird, so tritt die Erscheinung um so deutlicher hervor, je mehr man den Beleuchtungskegel bis zum Grenzwinkel der Totalreflexion einengt. Wenn man also nur die Strahlen von 4 bis 9 einfallen läßt, erkennt man jene Linie gut, während sie bei stärkerer Konvergenz verwaschen wird und ganz verschwindet. Je geringer die zu beobachtenden Unterschiede in der Lichtbrechung der beiden Mineralien sind, umso größer ist der Grenzwinkel der Totalreflexion und umso flacher müssen die Randstrahlen des Beleuchtungskegels die Grenzschicht treffen, umso stärker muß also auch die Einengung durch Senken des Kondensors oder durch eine Irisblende erfolgen. Bei sehr dicken Schliffen tritt die Erscheinung weniger deutlich hervor, weil jeder Punkt der vertikalen Grenzebene zum Ausgang der unsymmetrischen Lichtverteilung dienen kann, und weil durch die Übereinanderlagerung dieser Ausgangspunkte in erheblichen Niveauunterschieden die Wirkung bei der Tubusbewegung nicht so plötzlich eintritt.

Alle nicht vollkommen reinen und nicht vollkommen unversehrt gebliebenen, sowie stärker geneigten Grenzflächen sind von der Beobachtung auszuschließen; es soll die Grenze möglichst senkrecht zum Schliff liegen. Von dem Eintreffen der letzteren Bedingung überzeugt man sich leicht, wenn man das Mikroskop auf verschiedene Höhen jener Ebene einstellt und dabei keine Seitenverschiebung wahrnimmt.

Die unsymmetrische Beleuchtung, die bei gehobenem Tubus in der Form der hellen Beckeschen Linie auf der Seite des stärker lichtbrechenden Minerals auftritt, wird noch verstärkt, wenn man das Licht schief einfallen läßt (Taf. IV Fig. 3). Man kann hier wie v. d. Kolk verfahren, indem man den Finger oder eine Scheibe zwischen Spiegel und Polarisator seitlich vorschiebt oder den Wrightschen Schieber oder das Exnersche Mikrorefraktometer (s. S. 547) anwendet.

Angenommen, diese Ablendung erfolge von unten her, und von dem zuerst symmetrisch einfallenden Lichtbündel 1 bis 12 (Fig. 557) komme nur die ausgezogene Hälfte zum Durchtritt. Dieses Licht falle auf ein Mineral Korn BC , das von einem schwächer brechenden Medium AB und CD umgeben werde. Der in Fig. 557 nach den eingezeichneten Brechungsindizes richtig konstruierte Strahlengang läßt erkennen, daß der dem einfallenden Lichtkegel abgewandte Rand des Einschlusses stärker beleuchtet wird, als der zugewandte, oder, wenn man die mikroskopische Umkehrung berücksichtigt, daß im Bilde ein stärker brechendes Korn einen hellen Rand auf der Seite des einfallenden Lichtes zeigt. Auch sieht man aus Fig. 557, daß die Unterschiede an den beiden

Seiten des Kornes deutlicher hervortreten, wenn außer der schiefen Beleuchtung noch eine Einschnürung des einfallenden Lichtkegels stattfindet, wenn nämlich die Strahlen 1, 2, 3 und 10, 11, 12 fortfallen.

In den durch die Figuren 556 und 557 dargestellten günstigsten Verhältnissen wurde angenommen, daß bei dem Übergang des Lichtes aus dem Schliff in das umschließende Medium keine Ablenkung stattfindet, wie dies bei Quarz und Orthoklas in Kanadabalsam auch annähernd der Fall ist. Weniger deutlich treten die Beleuchtungsverhältnisse auf, wenn das umschließende Medium einen erheblich niedrigeren Index hat, weil dann die Lichtbündel beim Austritt stark zerstreut werden. Will man beispielsweise Augit und Granat vergleichen, so muß man nicht Kanadabalsam, sondern nach Becke Jodmethylen als Einschlußmittel verwenden.

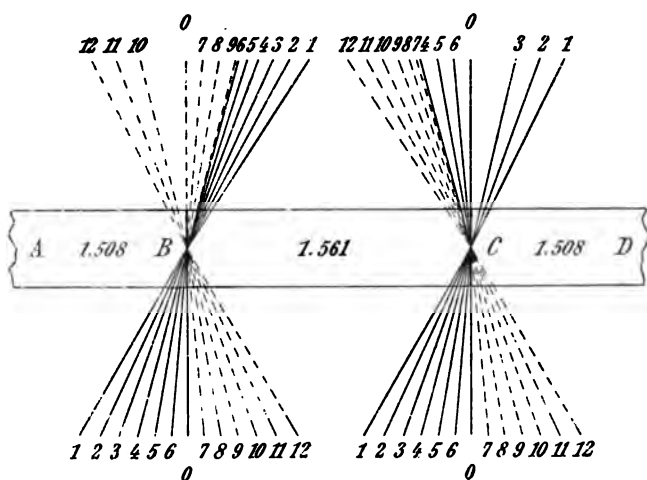


Fig. 557.

Dank dem freundlichen Entgegenkommen des Herrn Kollegen Becke konnten in Tafel IV die 1893 in den Sitzungsberichten der Wiener Akademie veröffentlichten Illustrationen, die seine Methode so vortrefflich erläutern, Aufnahme finden. In den vier Figuren ist ein und dieselbe Stelle eines Dünnschliffs aus den mikroklinreichen Randpartien des Tonalitkerns der Rieserfernergruppe in Tirol abgebildet.

Zur Orientierung über die vorhandenen Mineralien werfe man zuerst einen Blick auf Fig. 4 dieser Tafel, die den Schliff zwischen gekreuzten Nicols zeigt. Man erkennt unten ein großes rundliches Mikroklinkorn mit deutlicher Gitterstruktur, darüber wenig nach rechts verschoben ein noch etwas größeres Korn desselben Minerals, bei dem die Verzwilligung nicht erkennbar ist, weil der Schnitt ungefähr nach der Fläche *M* geht. Ziemlich genau in der Mitte des großen Kornes liegt ein rundlicher Quarz-

einschluß, und von dem gleichen Mineral finden sich zwei eckige Einschlüsse im kleineren Mikroklin links in der Gitterstreifung. In den rechten Rand des oberen Korn schiebt sich eine mikropegmatitische Verwachsung von Quarz und Plagioklas (Oligoklas-Andesin) ein, die noch drei bis vier (in Fig. 4 hell erscheinende) Mikroklinkörnchen umschließt. Die übrigen Teile des Schliffs bestehen aus einem körnigen Gemenge von kleinen Mikroklinkörnern, Quarz, Plagioklas und Biotit. Unten rechts im Quarz hebt sich ein Zirkonsäulchen deutlich hervor.

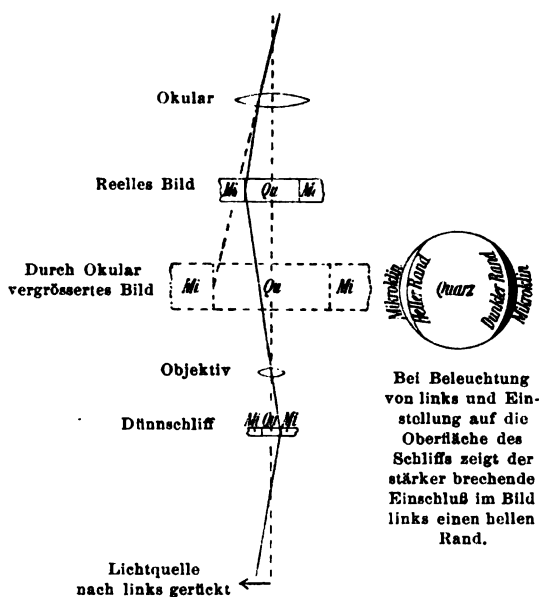


Fig. 558.

Taf. IV Fig. 1 ist aufgenommen bei symmetrischer Beleuchtung und Einstellung auf die Oberfläche des Schliffs. Man sieht — am besten mit einer schwachen Lupe — auf der Innenseite der Ränder der Quarzkörner und der Mikropegmatite eine zarte helle Linie und ferner, besonders im Mikroklin, helle Striche, welche feinen Mikroperthitspindeln entsprechen. Das Zirkonsäulchen unten rechts im Quarz ist hell beleuchtet. Die drei bis vier im Mikropegmatit liegenden Mikrokline sind dunkler als ihre Umgebung, da der Mikropegmatit aus Quarz und Oligoklas-Andesin besteht und also höhere Lichtbrechung hat.

Taf. IV Fig. 2 ist aufgenommen bei ebenfalls symmetrischer Beleuchtung aber Einstellung auf die Unterseite des Schliffs. Die hellen Beckeschen Linien liegen jetzt nicht mehr an der Innenseite der Quarzeinschlüsse, sondern an deren Außenseite, also im niedriger brechenden Mikroklin;

infolgedessen heben sich auch die drei bis vier Mikroklinkörnchen im Mikroperthit hell von ihrer Umgebung ab. Die Mikroperthitspindeln sind in dunkle Striche umgewandelt, auch der Zirkon erscheint dunkel auf hellem Grund.

Taf. IV Fig. 3 zeigt eine Aufnahme bei schiefer Beleuchtung und Einstellung auf die Oberfläche des Objektes. Die Lichtquelle ist nach links gerückt, und daher sind — unter Berücksichtigung des aus Fig. 558 zu ersehenden Einflusses der mikroskopischen Bildumkehrung — die linken Seiten der stärker brechenden Mineralien, wie Quarz usw., hell beleuchtet, während bei den schwächer brechenden Einschlüssen, wie bei den mehrfach erwähnten Mikroklinen im Mikroperthit, diese helle Seite rechts liegt. Durch die einseitige Verteilung des Lichtes wird das Relief bedeutend verstärkt, was man auch an den wulstig erscheinenden Mikroperthitspindeln und an dem Zirkonkristall wahrnehmen kann.

Der große Vorteil der Beckeschen Methode liegt in der Vermeidung von Flüssigkeiten und der Verwendung nur jener Apparate, die an jedem modernen Polarisationsmikroskop ohne weiteres angebracht sind. Sie ermittelt zunächst nur den Unterschied in der Brechung zweier Mineralien im Dünnschliff, erreicht aber hier eine Genauigkeit, die keiner anderen mikroskopischen Methode mit solcher Leichtigkeit zugänglich ist. So läßt sich nach Einstellung des Polarisators an zwei in gekreuzter Stellung nebeneinander liegenden Quarzen sofort zeigen, daß die eine von der ordentlichen Welle ($\omega = 1,544$) durchlaufene Lamelle schwächere Lichtbrechung besitzt als die andere, die von der außerordentlichen Welle ($\varepsilon = 1,553$) durchlaufen wird. Selbst die verschiedene Lichtbrechung in den Zwillingslamellen eines Leucitdünnschliffs, die kaum mehr als 0,001 beträgt, ist zu erkennen. Dreht man einen solchen Zwilling derart gegen das zentral einfallende und durch eine Irisblende stark eingeengte, polarisierte Licht, daß dessen Schwingungsrichtung mit dem größeren Vektor (a) in der einen Lamelle und dem kleineren (c) in der anderen Lamelle übereinstimmt, so erscheint bei Hoch(Tief)stellung die letztere Lamelle deutlich heller (dunkler) als die andere.

138. Anwendungsgebiet der Beckeschen Methode. Bei Untersuchung der Dünnschliffe holokristalliner Gesteine kann man häufig aus dem Brechungsverhältnis eines bekannten Minerals zu einem unbekanntem eine Diagnose ableiten. Besonders erfolgreich wird dieser Weg bei der Bestimmung der Unterabteilungen der Feldspäte beschritten. Ist Quarz vorhanden, so hat man in jedem Korn ein Vergleichsmaterial mit dem Index 1,544 (ω) und in günstigen Schnitten auch ein solches mit dem Index 1,553 (ε).¹⁾ Überblickt man nun die Brechungsindizes in der

¹⁾ Der Nephelin eignet sich, wie schon Becke hervorhob, nicht gut zu diesen Vergleichen, weil er nicht so konstant wie der Quarz aufgebaut ist und in der Lichtbrechung bei ε und ω um $\pm 0,004$ schwankt.

Feldspatgruppe, wie sie im zweiten Teil dieses Buches und teilweise auch in der nachstehenden Figur aufgeführt sind, so erkennt man, daß Orthoklas, Mikroklin und Albit immer niedrigere, Labrador und Anorthit immer höhere Lichtbrechung als Quarz und zwar in jeder Schnittlage zeigen müssen, und daß für die sauren Plagioklasse und solche von mittlerer Basizität, je nach der relativen Lage der Vektoren in den aneinander stoßenden Blättchen, mannigfache, praktisch zu verwertende Beziehungen auftreten, die aus der graphischen Darstellung in Fig. 559 zu erkennen sind. Dieser Zeichnung liegen folgende Brechungsindizes der Plagioklasse zugrunde.

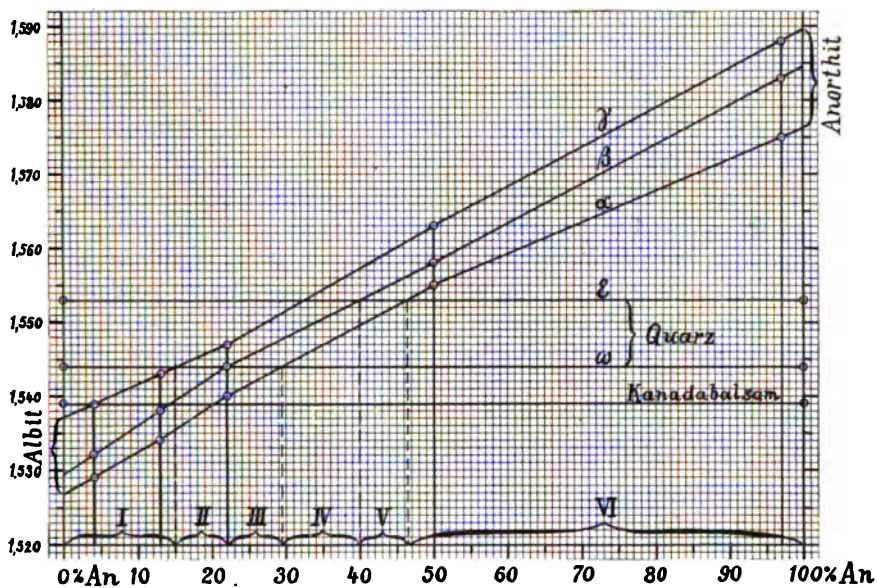


Fig. 559.

	Anorthitgehalt in Molekularprozenten	α	β	γ
Albit	4 %	1,529	1,532	1,539
Oligoklas-Albit	13 %	1,534	1,538	1,543
Oligoklas	22 %	1,540	1,544	1,547
Labrador	50 %	1,555	1,558	1,563
Anorthit	97 %	1,575	1,583	1,588

Zunächst kann man die Plagioklasse in drei Gruppen trennen, die wegen der späteren Einteilung mit I + II, III + IV und V + VI bezeichnet werden mögen, und für die bezüglich des mittleren Brechungsindex β folgende Verhältnisse gelten:

I + II	III + IV	V + VI
$\beta < \omega$	$\beta > \omega$	$\beta > \omega$
$< \epsilon$	$< \epsilon$	$> \epsilon$

Schnitte von Plagioklasen annähernd senkrecht zu einer optischen Achse lassen hiernach immer die Scheidung von I + II einerseits, von III + IV andererseits vornehmen, lassen also immer erkennen, ob Albit und saurer Oligoklas oder basischere Glieder vorliegen. Grenzen diese Schnitte an einen starke Doppelbrechung zeigenden Quarz, so läßt sich auch noch der Vergleich mit ε anstellen, und die Gruppe III + IV von V + VI, d. h. basischer Oligoklas und saurer Andesin wieder von den basischeren Gliedern sondern. Bequem für die Beobachtung sind zuweilen auch die beliebig getroffenen Plagioklasse, die also Vergleiche von ω mit α_1 und γ_1 anzustellen erlauben. Bei einer systematischen Behandlung der Frage muß man sich erinnern, daß in jedem beliebigen Durchschnitt eines Plagioklasses zwei Vektoren liegen, die nicht mit den Hauptvektoren a , b oder c übereinzustimmen brauchen, von denen aber der eine Vektor zwischen a und b , der andere zwischen b und c liegen muß, sodaß wir die zugehörigen Brechungsindizes mit α_1 und γ_1 bezeichnen können; α_1 kann bis β hinauf, γ_1 bis β hinunter rücken.

Sucht man nun im Schliiff solche Stellen auf, in denen aneinander stoßende Quarz- und Feldspatkörner gleichzeitig auslöschen, so müssen die Hauptvektoren der beiden Schnitte parallel laufen, d. h. es muß der größere Vektor im Feldspat mit dem im Quarz gleich gerichtet sein, oder senkrecht auf ihm stehen. Bezeichnet man die erste Orientierung als Parallelstellung, die zweite als Kreuzstellung, so kann man mit Becke für die vergleichenden Bestimmungen der Indizes, im Anschluß an die obige Figur 559 folgende Gruppierung vornehmen:

Gruppe	Parallelstellung	Kreuzstellung	Anorthitgehalt in Mol. Prozenten	Bezeichnung
I	$\omega > \alpha_1$ $\varepsilon > \gamma_1$	$\omega > \gamma_1$ $\varepsilon > \alpha_1$	0–15 %	Albit bis Oligoklasalbit
II	$\omega > \alpha_1$ $\varepsilon > \gamma_1$	$\omega = \gamma_1$ $\varepsilon > \alpha_1$	15–22 %	Saurer Oligoklas
III	$\omega = \alpha_1$ $\varepsilon > \gamma_1$	$\omega < \gamma_1$ $\varepsilon > \alpha_1$	22–29,5 %	Basischer Oligoklas
IV	$\omega < \alpha_1$ $\varepsilon = \gamma_1$	$\omega < \gamma_1$ $\varepsilon > \alpha_1$	29,5–40 %	Saurer Andesin
V	$\omega < \alpha_1$ $\varepsilon < \gamma_1$	$\omega < \gamma_1$ $\varepsilon = \alpha_1$	40–46,5 %	Basischer Andesin
VI	$\omega < \alpha_1$ $\varepsilon < \gamma_1$	$\omega < \gamma_1$ $\varepsilon < \alpha_1$	46,5–100 %	Labrador bis Anorthit

Es lassen sich also, lediglich durch Vergleich der Lichtbrechung im Dünnschliff mit Hilfe der Beckeschen Linie, Albit, Oligoklas, Andesin voneinander und von den basischeren Gliedern unterscheiden, und es kann in manchen günstigen Schnitten auch noch in der Reihe der Oligoklasse und Andesine eine weitere Trennung vorgenommen werden.

139. Erweiterung der Beckeschen Methode. A. Michel-Lévy¹⁾ hat bei Abwesenheit von Quarz den Schliiff von seinem Deckglas befreit, den Kanadabalsam mit Benzol entfernt und das mit einem Schreib-

¹⁾ Étude sur la détermination des Feldspats usw. Paris 1894. 58–63.

diamant geritzte fragliche Mineral mit einer Flüssigkeit von bekanntem Index bedeckt. Um Reste von Balsam nicht anzugreifen, wählte er eine passend verdünnte Kleinsche Lösung. Wegen der meistens stark abweichenden Dispersion von Flüssigkeit und Mineral sind Farbenerscheinungen zu erwarten, über die auch H. Ambronn Betrachtungen anstellte; Ber. K. Sächs. Ges. d. Wiss. Leipzig 1896. 8 S. Eine Näherungsmethode, die mit einer Flüssigkeit beide Indizes eines doppelbrechenden Blättchens zu bestimmen erlaubt, hat ebenfalls H. Ambronn angegeben; Ber. K. Sächs. Ges. d. Wiss. 1893. 3 S. Ferner hat K. Spangenberg die Verhältnisse untersucht, die bei den doppelbrechenden Feldspäten und den einfachbrechenden Einbettungsmitteln auftreten; Zentralbl. f. Min. usw. 1920. 354—357.

Da die Empfindlichkeit der Methode wohl neunmal größer ist als der Unterschied der hier hauptsächlich in Betracht kommenden Vergleichsindizes, nämlich des ordentlichen und außerordentlichen Brechungsindex des Quarzes, so zeigte W. Salomon¹⁾, daß man auch Quarzschnitte zum Vergleich heranziehen könne, die nicht parallel zur c -Achse getroffen sind. Er ermittelt das betreffende ϵ' aus der Schiefe des Schnittes, wie er sich aus dem im Konoskop zu beobachtenden Achsenaustritt ableiten läßt. Auch hat er die Methode dadurch erweitert, daß er sich nicht auf die S. 562 angegebene Orientierung der Feldspat- und Quarzvektoren in Parallelstellung und Kreuzstellung beschränkte, sondern Zwischenorientierungen oder Winkelstellungen, wie sie später K. Spangenberg genannt hat²⁾, heranzog. Er denkt sich die Beckesche Linie durch das Zusammenwirken eines aus ω und ϵ' entstehenden scheinbaren mittleren Brechungsindex zustande gekommen. Wenn das Azimut der Polarisator-schwingungen unter φ^0 gegen den Hauptschnitt des Quarzes gelegt ist, so berechnet K. Spangenberg die Größe des „scheinbaren mittleren Brechungsindex“ zu

$$n_q = \omega \sin^2 \varphi + \epsilon' \cos^2 \varphi .$$

Beobachtet man die Lichtlinie nur auf einer Seite der Grenze, so kann dies nur durch Brechungsverhältnisse folgender Art bewirkt worden sein:

$$\alpha' < \gamma' < n_q \quad \text{oder} \quad \gamma' > \alpha' > n_q .$$

Es können aber auch Fälle eintreten, die folgendem Schema entsprechen:

$$\epsilon' > \gamma' > \omega \quad \text{oder} \quad \epsilon' > \alpha' > \omega .$$

Hier treten die Lichtlinien auf beiden Seiten der Grenze auf und sind bei einem bestimmten φ gleich intensiv. Für diesen Fall ist entweder

$$\begin{aligned} \gamma' &= n_q = \epsilon' \cos^2 \varphi + \omega \sin^2 \varphi \\ \text{oder} \quad \alpha' &= n_q = \epsilon' \cos^2 \varphi + \omega \sin^2 \varphi . \end{aligned}$$

¹⁾ Z. X. 26. 1896. 178—187; s. a. N. J. B. B. 11. 1897. 358 und 392.

²⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1920. 357—362.

Auf diese Weise ist ein Weg gegeben, nicht nur qualitative, sondern auch quantitative Bestimmungen durchzuführen. So kann man unter Anwendung eines Analysators außer dem Polarisator noch Unterschiede in manchen Gruppen der Plagioklase wahrnehmen, über die im einzelnen in der Spangenberg'schen Arbeit nachgelesen werden möge. Auch läßt sich bei den sauren Plagioklasen das Brechungsverhältnis gegenüber dem Kanadabalsam heranziehen, worüber das Bild 559 ebenfalls Aufschluß gibt.

C. Viola¹⁾ fand, daß bei dem Herunterschrauben des Tubus, gerade bis zum Verschwinden der hellen Linie, das Mikroskop auf die vom tiefsten Punkt der Grenzfläche total reflektierten Strahlen eingestellt ist, und daß man also, beim Heraufbewegen bis zur Einstellung auf die Oberfläche des Schliffs, die Strecke $d-h$ der Chaulnesschen Methode finden kann, woraus sich mit Hilfe des Brechungsindex die Dicke eines Schliffs ermitteln läßt. Der gleiche Autor hat gefunden, daß der Unterschied der Indizes zweier im Dünnschliff aneinander stoßender Mineralien sich aus der Öffnung der Irisblende, die für die Grenze der Beleuchtung nötig ist, berechnen läßt. Als Grenze der Beleuchtung bezeichnet Viola den zur Entstehung der Beckeschen Linie gerade noch erforderlichen Beleuchtungsgrad.

140. Chagrin und Relief der Mineralien im Dünnschliff. Beobachtet man die verschiedenen Mineralien eines Dünnschliffs, der in gewöhnlicher Weise in Kanadabalsam eingebettet ist, so sieht man bei genauer Einstellung die Oberflächen der einen glatt und eben, die der andern rauh und runzelig. Man hat letztere, wegen der Ähnlichkeit mit der Oberfläche des Chagrineders, chagrinierte Oberflächen genannt²⁾. Die Bezeichnung Chagrin soll sich von dem türkischen oder persischen Wort *sagrî* für (Pferde-)Rücken ableiten und mit dem genarbten Leder, das man aus Pferdehaut herstellt, in Zusammenhang stehen. Ferner sieht das mikroskopische Bild so aus, als wenn manche Mineralien erhöht, andere vertieft wären, obgleich sie doch in Wirklichkeit alle in einer Ebene liegen. Diese Erscheinung bezeichnet man als das Relief der Mineralien.

Aus den Darstellungen in den Paragraphen 136—139 erklärt sich die chagrinierte Oberfläche als eine Erscheinung, die von der Beschaffenheit der Mineraloberfläche und dem Einbettungsmedium herrührt. An vollkommen polierten ebenen Flächen ist niemals ein Chagrin zu beobachten, auch nicht, wenn die Lichtbrechungen im Korn und in der Umhüllung stark voneinander abweichen. Ebenso verschwindet dieses für manche Mineralien so charakteristische Merkmal, wenn bei rauhen Oberflächen Korn und Hülle gleiche Indizes haben. In beiden Fällen findet ein regel-

¹⁾ T. M. P. M. 14. 1895. 554—562 u. 16. 1897. 150—154. Auch Rendiconti R. Accad. Lincei 5. 1896. 212—216. S. hierzu K. Spangenberg, Fortschritte f. Min. usw. 7. 1922. 42 u. 59.

²⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 3. 1880. 62—68.

mäßiger Übergang der Lichtwellen aus dem einen Medium in das andere statt, wenn dieser Übergang auch im ersten Fall mit einer Ablenkung verbunden ist. Ist dagegen der eingeschlossene Körper rauh und stärker oder schwächer lichtbrechend als seine Bedeckung, so erfahren die Wellen an den infolge ungenügender Politur mannigfach geneigten Flächenstückchen der Grenzebene unregelmäßige Zerstreung. Ferner können viele Wellen unter größerem als dem Grenzwinkel auffallen und daher eine Totalreflexion erleiden. Mit dieser unregelmäßigen Verteilung des Lichtes ist die unregelmäßige Beleuchtung verbunden, welche die chagrinierte Oberfläche hervorruft.

J. Thoulet hat schon 1880¹⁾ den Brechungsindex eines Minerals im Dünnschliff auf die Weise bestimmt, daß er die Oberfläche so lange mit Flüssigkeiten verschiedener Brechung benetzte, bis die Rauhnigkeit verschwand. Er gab damit ein Verfahren an, wie es ähnlich von A. Michell-Lévy 1894 bei seinen Feldspatstudien angewandt wurde (s. oben S. 562).

Auch das Relief der Mineralien erklärt sich aus dem Inhalt der vorangegangenen Paragraphen. Die Ränder der stärker brechenden Einschlüsse erscheinen heller als die Umgebung und tragen damit bei zu der optischen Täuschung einer Annäherung des Objektes, also eines Heraustretens aus der Umgebung. Bei Hochstellung des Tubus glaubt man, wegen der Verwaschenheit der Beckeschen Linie des kleinen, stärker lichtbrechenden Kornes, dessen ganze Fläche heller und damit auch etwas höher zu sehen. Stellt man auf die untere Fläche des Schliffs ein, so erscheint diese umso stärker gehoben, je größer der Index ist (vergl. § 133), und diese Tatsache, verbunden mit dem Bewußtsein wirklich gleicher Dicke, verstärkt noch die Vorstellung, daß die obere Fläche reliefartig heraustrete. Umgekehrt erscheinen schwächer lichtbrechende Durchschnitte vertieft und bei vollkommener Klarheit wie Löcher im Präparat. Diese optischen Täuschungen mögen aber auch durch scheinbaren Licht- und Schattenwurf verursacht werden. Wenn man z. B. bei den eckigen Quarzkörnern im unteren Mikroklin der Fig. 3 Taf. IV den Eindruck gewinnt, als wenn es sich gleichsam um ein von links her von der Sonne beleuchtetes Plateau handelte, so müssen die 3 bis 4 Mikroklinkörnchen im Mikropegmatit rechts wie Depressionen aussehen, die von steilen Rändern umgeben sind, da hier Licht- und Schattenwurf umgekehrt liegen.

Die Intensität des Reliefs ist zur Orientierung im Schliff von großer Bedeutung, indessen darf man nicht einmal schätzungsweise die Unterschiede der Brechungen danach bestimmen wollen, weil die Art der Präparation von zu großem Einfluß auf jene Intensität ist.

Über die in älterem Kanadabalsam entstehenden Punktierungen und Ränderbildungen, die mit der Oberfläche des Schliffs im manchen Beziehungen stehen, veröffentlichte C. Benedicks²⁾ einige Beobachtungen.

¹⁾ Siehe Fußnote 2 auf voriger Seite.

²⁾ Bull. Geol. Inst. Upsala. 5. 1901. 271—275.

Sechster Abschnitt.

Bestimmung der Doppelbrechung.

141. Allgemeines. Die Doppelbrechungen $\varepsilon - \omega$ oder $\gamma - a$ sind ebenso wie die Brechungsindizes selbst für eine jede Mineralart in hohem Grade charakteristisch. Man vermag die Stärke der Doppelbrechung in gewissen Grenzen zu schätzen, wenn man die Höhe der Interferenzfarben jener Schnitte von bekannter Dicke zwischen gekreuzten Nicols bestimmt, die parallel zur Ebene der optischen Achsen liegen. Die ein solches Blättchen durchlaufenden Wellen schwingen ja parallel a und c und besitzen Geschwindigkeiten, die den Brechungsindizes γ und a entsprechen.

Bei farblosen Blättchen und bei niedriger Dispersion der Doppelbrechung kann ein mit den Farben der Newtonschen Skala vertrautes Auge eine bestimmte Interferenzfarbe nicht nur in bezug auf den allgemeinen Farbenton, sondern auch in bezug auf die Höhe der Ordnung meistens richtig ansprechen. Bei gefärbten Mineralien und bei starker Dispersion der Doppelbrechung aber können die Farben erheblich abweichen, sodaß man sich hier eines besondern, in Paragraph 143 erläuterten Verfahrens bedient, um über das Maß der Doppelbrechung Aufklärung zu erhalten.

Hat man einmal die Newtonsche Farbe ermittelt, die ein bestimmtes Mineralblättchen zeigt, so kennt man nach der Tabelle auf S. 131 den entsprechenden Gangunterschied $s_\gamma - s_a$. Ist alsdann auch noch die Dicke d des Blättchens ermittelt, so findet man die Doppelbrechung nach der Formel auf S. 141

$$\gamma - a = \frac{s_\gamma - s_a}{d} .$$

Auf die Methode der Dickenbestimmung wird w. u. einzugehen sein; hier möge nur vorausgeschickt werden, daß man mit Schroeder v. d. Kolk¹⁾ bei losen körnigen Massen eine schätzungsweise Bestimmung unter der plausiblen Annahme machen kann, daß solche losen Körner sich auf die flache Seite zu legen pflegen, und daß also die Dicke eines derartigen Kornes höchst wahrscheinlich geringer ist als die Breite. Ähnliche Überlegungen führen zu Dickenbestimmungen bei Prismen, wie sie etwa in den Tonschiefernädelchen (Rutil) auftreten.

142. Die Michel-Lévysche Farbentafel. Um das eben skizzierte, für mineralogische Zwecke wohl zuerst von E. Mallard²⁾ vorgeschlagene Verfahren, das aus der Höhe der Interferenzfarben die Doppelbrechung ableitet, nutzbringend zu gestalten, ist nach Michel-Lévys Vorgang³⁾

¹⁾ „Tabellen“ S. 17.

²⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 6. 1883. 129. Traité de Cristallogr. II. 1884. 399.

³⁾ Minéraux des Roches. 1888. 64 und Tafel.

auf Tafel I eine farbige Darstellung entworfen, die aus der als bekannt vorausgesetzten Dicke und der Interferenzfarbe die zugehörige Doppelbrechung direkt abzulesen gestattet.

Da man hier die Interferenzfarben der Kristalle mit den auf Papier niemals naturgetreu wiederzugebenden Newtonschen Farben vergleicht, so könnte auf den ersten Blick diese Methode recht ungenau erscheinen; die Praxis indessen lehrt uns die Hinfälligkeit dieses Bedenkens. In den meisten Fällen schwankt man ja bei der Bestimmung eines Minerals zwischen nur wenigen Arten, sodaß man aus einer nur angenäherten Bestimmung der Doppelbrechung oft in der Lage ist, eine sichere Diagnose zu stellen.

Zur Benutzung der Tafel liest man an der linken vertikalen Seite die in Frage kommende Dicke ab und geht dann auf einer dieser Dicke entsprechenden horizontalen Linie bis zu der beobachteten Interferenzfarbe. Die an dieser Stelle die Tafel schräg durchsetzenden Linien — im allgemeinen wird man zwischen mehreren schwanken — führen zu den oben oder rechts stehenden, in Frage kommenden Mineralien. Es ist zu bedenken, daß hier nur die maximale Doppelbrechung $\gamma - \alpha$ oder $\varepsilon - \omega$ angegeben ist, und daß man also für eine sichere Diagnose nur Blättchen oder Körnchen heranziehen darf, die einigermaßen parallel zur Ebene der optischen Achsen geschliffen sind, oder daß man von vielen Blättchen gleicher Dicke nur solche mit den höchsten Interferenzfarben berücksichtigen soll. — Wegen der außerordentlichen Einfachheit und auch relativen Sicherheit, mit der die Bestimmungen auszuführen sind, verdient diese Farbentafel die ausgedehnteste Anwendung¹⁾.

143. Der Babinetsche Kompensator. Handelt es sich um eine genaue Messung der Doppelbrechung, so benutzt man den Babinetschen Kompensator²⁾. Ein solches Instrument besteht aus zwei winkelgleichen, sehr

¹⁾ Die Tafel I der ersten Lieferung ist dieser dritten Lieferung in einer Neubearbeitung beigegeben worden. Sie beruht auf einem sorgfältigen Vergleich mit den Farben des Siedentopfschen Quarzkeils (s. § 145). Die Abweichungen von früheren Darstellungen beruhen z. T. auf der Lichtempfindlichkeit der gealterten Fabrikate. Leider ist man bei der Herstellung des Irisdrucks, wie er hier vorliegt, noch nicht zur Verwendung der so lichtbeständigen Indantrenfarben gelangt. Es wird sich daher immer noch empfehlen, die Tafel, wenn man sie als Wandtafel aushängt, durch einen schwarzen Karton vor Licht zu schützen. Ferner darf nicht verschwiegen werden, daß durch eine unvorhergesehene, vom Arbeiterrat plötzlich befohlene mehrtägige Unterbrechung des Drucks, ein Eintrocknen der Farbpasten eintrat, die dem Ineinanderwalzen der einzelnen Farbtöne hinderlich war. Dadurch ist die Grenze des Rots I. Ordnung mit seinem violetten Saum nicht weit genug nach der blauen Seite ausgebreitet worden. Der Übergangston, der jetzt zwischen 520 und 540 $\mu\mu$ liegt, sollte das Gebiet zwischen 540 und 570 einnehmen.

²⁾ Wegen Präzisionsmessungen, wie sie übrigens auf mineralogischem Gebiete selten verlangt werden, s. K. E. F. Schmidt, Zur Konstruktion des Babinetschen Kompensators, Zeitschr. f. Instr. 11. 1891. 439—444.

spitzen (nicht scharfen) Quarzkeilen — bei meinem F u e ß s c h e n F a b r i k a t beträgt der Winkel $1^\circ 18'$ — die in verschiedener Orientierung aus einem Quarzkristall herausgeschnitten sind. Mit den in Fig. 560a und 560b zu oberst und zu unterst gezeichneten Flächen laufen diese Keile parallel der Hauptachse, weiter aber liegt bei dem unteren diese Hauptachse parallel zur brechenden Kante des Keils, bei dem oberen senkrecht dazu, wie dies in der Figur durch die Schraffierung und die stark ausgezogenen Kanten angedeutet ist. Mit ihren geneigten Flächen übereinander gelegt, bilden die beiden Keile einen Körper, der mit einer planparallelen Platte umso mehr verglichen werden darf, als die zwischengeschaltete Luftschicht nahezu den Endflächen parallel läuft.

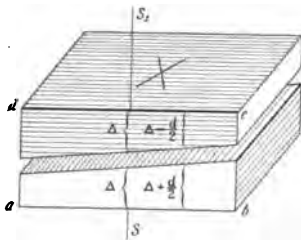


Fig. 560 a.

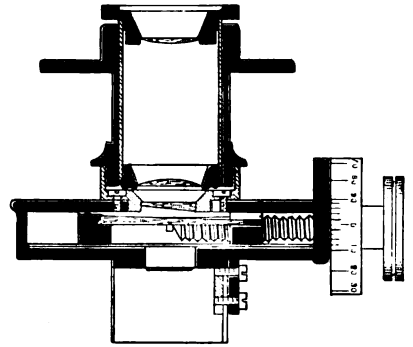


Fig. 560 b.

Okular mit Babinetschem Kompensator
von R. F u e ß.

Fallen auf die untere Fläche ab parallele, homogene Lichtwellen senkrecht auf, so teilen sich diese in zwei Wellen, wie in jedem doppelbrechenden Körper unter ähnlichen Verhältnissen. Um bei den eintretenden Interferenzen maximale Helligkeit zu erhalten, stellt man die Fläche $abcd$ des Kompensators unter 45° gegen die Nicolhauptschnitte. Lenkt man nun zunächst seine Aufmerksamkeit auf jene Wellen, die in der Richtung ss_1 gleich dicke Schichten beider Keile durchlaufen, so wird in dem unteren Keil die eine Welle gegen die andere ebenso viel beschleunigt, wie sie in dem oberen Keil verzögert wird; es kommt nach dem Durchlaufen beider Keile keinerlei Gangunterschied zustande, und es muß also zwischen gekreuzten Nicols eine dunkle Linie in der Mitte des Keils sichtbar werden, auf der alle auf demselben Querschnitt wie ss_1 durchgehenden Wellen austreten.

Wenn aber eine Welle rechts oder links von dieser Linie gleicher Dicke auffällt, so entstehen zunächst wieder Wegdifferenzen von umgekehrtem Sinne, außerdem aber von verschiedener Größe, sodaß nach dem Durchlaufen beider Keile ein Gesamtgangunterschied übrig bleibt.

Nennt man die Dicke der durchlaufenen Schicht in dem unteren Keil $\Delta + \frac{1}{2}d$ (Fig. 561), in dem oberen $\Delta - \frac{1}{2}d$, so ist nach S. 141 der Gangunterschied in dem unteren Keil

$$s_\varepsilon - s_o = s_u = (\Delta + \frac{1}{2}d)(\varepsilon - \omega)$$

und in dem oberen Keil

$$s_\varepsilon' - s_o' = s_o = (\Delta - \frac{1}{2}d)(\varepsilon - \omega),$$

und der Gangunterschied nach dem Durchlaufen des ganzen Kompensators ist

$$s_u - s_o = S = d(\varepsilon - \omega).$$

Beiderseits der Linie gleicher Dicke erscheint zwischen gekreuzten Nicols, wenn die Keile um 45° gegen die Nicolhauptschnitte geneigt und mit einfarbigem Licht beleuchtet sind, die Platte hell bis zu Stellen links und rechts, wo der Gangunterschied nach dem Durchgang durch beide Keile 1, 2 usw. ganze Wellenlängen beträgt. An allen diesen Stellen liegen dunkle Linien, wie bei ss_1 . Im weißen Licht erscheinen beiderseits der dunklen Linie, parallel zu der Schneide der Keile, die Newtonschen Farben in aufsteigender Ordnung.

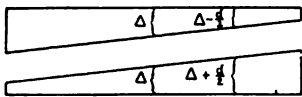


Fig. 561.

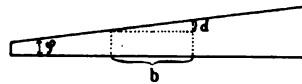


Fig. 562.

Der untere Keil ab kann mittelst einer Mikrometerschraube um sehr genau meßbare Größen unter dem festen Keil cd hinweggeschoben werden, und der dunkle Mittelbalken läßt sich dadurch in Koinzidenz mit einem auf dem oberen Keil eingravierten, durch ein Ramsdensches Okular zu betrachtenden Kreuz bringen. Wenn man nun bei gekreuzten Nicols den einen Keil des Kompensators mit der Mikrometerschraube in homogenem Licht soweit verschiebt, bis zwei aufeinander folgende dunkle Streifen mit dem eingravierten Kreuz zur Deckung gebracht worden sind, und wenn man diese Verschiebung mit b bezeichnet, so entspricht b einem Gangunterschied von 1λ des angewandten Lichtes. Wo aber erscheint diese experimentell so leicht faßbare Größe b in der Formel für die Beziehung zwischen Gangunterschied, Dicke und Doppelbrechung? Zum Verständnis möge man den Kompensator in Gedanken auseinander nehmen und eine Messung des Winkels des beweglichen oder des gleich großen Winkels des festen Quarzkeils annehmen.

Wenn nun

φ = Keilwinkel (= $1^\circ 18'$),

b = Verschiebung des Keils für einen Streifen, gemessen in Millimetern,

ist, so muß nach Fig. 562, die einer Übertragung der beiden Keilwirkungen auf einen Keil entspricht, sein

$$d = b \cdot \operatorname{tg} \varphi$$

oder nach Einsetzung in die Formel auf S. 569

$$S = 1 \lambda = b \cdot \operatorname{tg} \varphi \cdot (\varepsilon - \omega).$$

Man pflegt nun die Keilverschiebung b nicht in Millimetern, sondern in andern Maßen auszudrücken und zwar

in der Anzahl der Trommelteilstriche = δ ,

in der Höhe eines Schraubenganges = h ,

in der Anzahl der Teilstriche auf einem Trommelumfang = t .

Nach dieser Ausdrucksweise ist

$$b = \delta \frac{h}{t}$$

und also $S = 1 \lambda = \delta \frac{h}{t} \operatorname{tg} \varphi \cdot (\varepsilon - \omega)$,

oder das Verschiebungsmaß für einen Streifenabstand

$$\delta = \frac{t}{h \cdot \operatorname{tg} \varphi} \cdot \frac{\lambda}{\varepsilon - \omega}. \quad (1)$$

Setzt man hier die Maße ein, wie sie für einen Babinetschen Kompensator der Firma Fueß gebräuchlich sind,

$$t = 100,$$

$$h = 0,500 \text{ mm},$$

$$\varphi = 1^\circ 18',$$

und berechnet die Verschiebung für $N\alpha$ -Licht, wo

$$\lambda_{N\alpha} = 0,0005893,$$

$$(\varepsilon - \omega)_{N\alpha} = 0,009111,$$

so folgt

$$\delta_{N\alpha} = 570,0 \text{ Trommelpartes.}$$

Dieser Weg der Bestimmung der Verschiebung der Streifen bei $N\alpha$ -Licht, also der Größe $\delta_{N\alpha}$, enthält nun alle Fehler des Instrumentes, also die Fehler der Schraube, die Fehler des Keilwinkels und die auch nicht ganz genau zutreffende extreme Doppelbrechung des Quarzes wegen der etwaigen fehlerhaften Orientierung der Quarzkeile. Es ist daher viel sicherer und auch einfacher, diesen Wert $\delta_{N\alpha}$ ein für allemal bei Beleuchtung mit $N\alpha$ -Licht zu bestimmen, wobei man vorsichtigerweise die Verschiebung nicht nur um einen Streifen, sondern um soviel Streifen vornimmt, wie dieses der Mechanismus des Instrumentes zuläßt. Man kann bis zu sechs Streifen gehen und findet an dem obigen Instrument für einen Streifen das Verschiebungsmaß

$$\delta_{N\alpha} = 571,6 \text{ Trommelpartes (anstatt 570,0).}$$

Hat man diese einem Phasenunterschied von 1λ entsprechende Verschiebung von 571,6 Trommelpartes ausgeführt, und vermag ein doppelbrechendes Blättchen sie wieder genau rückgängig zu machen, so ist damit dessen Phasenunterschied erkannt. Ebensogut läßt sich ein Phasenunterschied von mehreren λ und auch von einem Bruchteil von λ erkennen. Die ein für allemal an einem bestimmten Kompensator festgestellte Größe δ führt uns also dahin, Phasenunterschiede in ganzen Wellenlängen und in Bruchteilen zu bestimmen. Ferner kann man nach den Definitionen auf S. 141 unten die Formel

$$s\gamma_1 - s\alpha_1 = d(\gamma_1 - \alpha_1)$$

auch schreiben

$$\frac{s\gamma_1 - s\alpha_1}{\lambda} = d \cdot \frac{\gamma_1 - \alpha_1}{\lambda}$$

oder

$$\gamma_1 - \alpha_1 = \frac{s\gamma_1 - s\alpha_1}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{d}$$

Hiernach läßt sich also jede Doppelbrechung $\gamma_1 - \alpha_1$ eines Blättchens aus dem Phasenunterschied $\frac{s\gamma_1 - s\alpha_1}{\lambda}$, der Wellenlänge λ des angewandten Lichtes und der Dicke d berechnen.

Im einzelnen findet man die Größe $\frac{s\gamma_1 - s\alpha_1}{\lambda}$ auf folgende Weise:

Man stellt den im weißen Licht erscheinenden dunklen Mittelstreifen in die Mitte des eingravierten Kreuzes und schiebt das Blättchen unter das Mikroskop so ein, daß seine Hauptschwingungsrichtungen mit denen im Kompensator parallel stehen und mit denen der gekreuzten Nicols 45° bilden. Es wird alsdann im weißen Licht, je nachdem die gleichmäßigen Vektoren im Blättchen und im unteren Keil des Kompensators parallel oder gekreuzt sind, der dunkle Streifen nach links oder rechts verschoben erscheinen, d. h. der Gangunterschied der Wellen ist größer oder kleiner geworden. Damit der dunkle Streifen wieder mit dem Faden sich deckt, wird man den unteren Keil des Kompensators nach rechts oder links verschieben, d. h. seinen unter dem Kreuz liegenden Teil verdünnen oder verdicken müssen. Die abgelesene Verschiebung sei l ; dann ist

$\frac{s\gamma_1 - s\alpha_1}{\lambda} = \frac{l}{\delta}$, und die obige Formel für die Doppelbrechung wird

$$\gamma_1 - \alpha_1 = \frac{l}{\delta} \cdot \frac{\lambda}{d},$$

worin z. B. für Natriumlicht $\lambda = 0,0005893$ zu setzen wäre.

Bei sehr dünnen Blättchen kann man, da hier die Genauigkeit überhaupt nicht sehr groß ist, in weißem Licht beobachten. Strebt man die

möglichste Annäherung an den wirklichen Wert an, so wird man, nachdem der verschobene Streifen im weißen Licht fast wieder eingestellt wurde, monochromatisches (Na-) Licht zur genauen Einstellung benutzen. Man muß mit weißem Licht beginnen, weil nur in diesem ein dunkler Streifen erscheint, während man bei homogenem Licht die verschiedenen dunklen Streifen verwechseln würde.

Mit der Auswertung des Babinetschen Kompensators für die Bestimmung der Doppelbrechung für verschiedene Lichtarten, also für die Bestimmung der Dispersion der Doppelbrechung haben sich einige Forscher beschäftigt. Ich nenne hier besonders

1902. C. Hlawatsch, Bestimmung der Doppelbrechung für verschiedene Farben an einigen Mineralien. T. M. P. M. **21**. 107—156.
 1903. F. Becke, Bestimmung der Dispersion der Doppelbrechung. T. M. P. M. **22**. 378—380, auch Optische Untersuchungsmethoden. Denkschr. W. A. **75**. 1904. 62—63.
 1905. V. de Souza-Brandão, Über eine Dispersionsformel der Doppelbrechung im Quarz und deren Verwendung beim Babinetschen Kompensator. Zentralbl. f. Min. usw. **23**—29. Ref. Z. X. **44**. 1907. 193.
 1908. St. Kreuz, Untersuchung der optischen Eigenschaften von Mineralien der Amphibolgruppe usw. S. W. A. **117**. 889—893.

Am einfachsten geht man auf die Formel (1) S. 570 zurück, schreibt sie aber vorsichtigerweise mit einer Bezeichnung für die Wellenlänge des angewandten Lichtes. Sie lautet dann für Na-Licht und für eine beliebige andere Lichtart x folgendermaßen:

$$\delta_{Na} = \frac{t}{h \cdot \operatorname{tg} \varphi} \cdot \frac{\lambda_{Na}}{(\varepsilon - \omega)_{Na}}, \quad (2)$$

$$\delta_x = \frac{t}{h \cdot \operatorname{tg} \varphi} \cdot \frac{\lambda_x}{(\varepsilon - \omega)_x}. \quad (3)$$

Ermittelt man aus (2) die Größe $\frac{t}{h \cdot \operatorname{tg} \varphi}$, die man als Instrumenten-

konstante und mit K_0 bezeichnen kann,

$$K_0 = \frac{t}{h \cdot \operatorname{tg} \varphi},$$

unter Zugrundelegung der Werte

$$\delta_{Na} = 571,6,$$

$$\lambda_{Na} = 0,0005893 \text{ mm},$$

$$(\varepsilon - \omega)_{Na} = 0,009111,$$

so findet man

$$K_0 = 8837,35.$$

Und setzt man alsdann diesen Wert in (3) ein, so kann man für jede Wellenlänge und zugehörige Doppelbrechung des Quarzes die betreffende Keilverschiebung, die einer Phasenverschiebung von 1λ entspricht, berechnen. Auch kann man aus Formel (2) und (3) die nachstehende Formel (4) bilden,

$$\delta_x = \delta_{Na} \frac{(\varepsilon - \omega)_{Na}}{(\varepsilon - \omega)_x} \cdot \frac{\lambda_x}{\lambda_{Na}}. \quad (4)$$

Diese Formel habe ich in einer Arbeit des Herrn *Lin cio* mitgeteilt ¹⁾.

Die nachstehende Tabelle gibt die Werte von δ_x für eine größere Zahl von Lichtarten an. Diese Streifenbreiten δ_x sind für jedes Instrument aufs neue und auf Grund seines Wertes δ_{Na} zu berechnen.

Lichtart			Doppelbrechung des Quarzes $\varepsilon - \omega$ ²⁾	Streifenbreite in Trommelpartes δ_x
Fraun- hofersche Linie	Element	Wellenlänge λ_x in $\mu\mu$		
A	K	768,5 \pm 1,7	0,008936	760,0
		761,1 \pm 1,7	0,008942	752,2
		718,8	0,008976	707,7
B	Li	687,6	0,008998	675,3
		670,8	0,009009	658,0
C	H α	656,3	0,009019	643,1
D	Na	589,3 \pm 0,3	0,009111	571,6
	Tl	535,1	0,009196	514,2
E		527,0	0,009211	505,6
F	H β	486,1	0,009289	462,5
G'	H γ	434,1	0,009432	406,7
h	H δ	410,2	0,009536	380,1
H $_1$		396,9	0,009596	365,5

Bei der Bestimmung der Doppelbrechung nicht mit monochromatischen Flammen von bekannter Wellenlänge, sondern mit Lichtfiltern, deren Lichtschwerpunkte erst zu bestimmen sind, verfährt man folgendermaßen. Man mißt den Streifenabstand bei Beleuchtung durch das betreffende Lichtfilter und findet z. B. bei Cu O-Glas $\delta_{Cu} = 615$ Trommelpartes. Die obige Tabelle läßt dann durch Interpolation sofort finden, daß bei diesem Lichtfilter das wirksame Licht die Wellenlänge $630 \mu\mu$ haben muß.

Bei sehr genauen Bestimmungen der Dispersion der Doppelbrechung wendet man eine Methode an, die wohl auf *Fizeau* und *Foucault*

¹⁾ S. H. A. 1914. 15. Abh., S. 9.

²⁾ Interpoliert aus den Werten von *J. W. Gifford*, Proc. Roy. Soc. **70**. 1902. 336, nach den Angaben bei *A. Ehringhaus*, Beiträge zur Kenntnis der Dispersion der Doppelbrechung einiger Kristalle. N. J. B. B. **41**. 1916. 451.

zurückgeht, und die darauf beruht, bei sehr dicken Platten die Anzahl Streifen im Spektrum zwischen den Linien zu beobachten, zwischen denen der Unterschied der Doppelbrechung bestimmt werden soll. Hierzu gelangt man durch folgende Überlegung. Es sei

$$\frac{(\gamma - \alpha)_D}{\lambda_D} \cdot d = \frac{(s\gamma - s\alpha)_D}{\lambda_D} = p_1 = \text{Phasenunterschied für } D\text{-Licht}$$

und

$$\frac{(\gamma - \alpha)_F}{\lambda_F} \cdot d = \frac{(s\gamma - s\alpha)_F}{\lambda_F} = p_2 = \text{Phasenunterschied für } F\text{-Licht.}$$

Aus beiden Gleichungen erhält man

$$d \cdot \left(\frac{(\gamma - \alpha)_F}{\lambda_F} - \frac{(\gamma - \alpha)_D}{\lambda_D} \right) = p_2 - p_1 = \text{Anzahl Streifen im Spektrum zwischen den Linien } D \text{ und } F.$$

Kennt man nun die Doppelbrechung für die D -Linie und die Dicke d der Platte, so kann man aus der beobachteten Streifenzahl $p_2 - p_1$ die Doppelbrechung für die F -Linie finden.

K. v. Chrustschoff hat den Babinetschen Kompensator folgendermaßen abgeändert¹⁾: Er schneidet das Prismenpaar senkrecht zu den brechenden Kanten auseinander, dreht das eine Keilpaar in seiner Ebene um 180° und legt dann beide Keilpaare nebeneinander. Auf diese Weise erhält er zwei Kompensatoren mit um 180° verwendeten Orientierungen, sodaß ein doppelbrechendes Blättchen, das in dem einen Keilpaar den dunklen Mittelbalken nach rechts verschiebt, in dem andern eine Verschiebung nach links hervorruft. Liegen anfangs die gleich dicken Stellen der vier Keile in einer vertikalen Ebene nebeneinander, so leitet sich aus dem Abstand der dunkeln Streifen die Phasendifferenz ab. Dieser Abstand ist an einer auf der „Zwillingsgrenze“ liegenden Skala direkt ablesbar.

Man hat auch Kompensatoren mit homogenem Gesichtsfeld gebaut, bei denen eine bestimmte Farbe sich nicht, wie bei dem Babinetschen Kompensator auf einen Streifen beschränkt, sondern sich über das ganze Gesichtsfeld ausdehnt. Wenn auch diese Konstruktionen bis jetzt in der Kristalloptik noch keine Verwendung fanden, mögen doch einige davon kurz erwähnt werden.

Der Soleilsche Kompensator mit homogenem Gesichtsfeld besteht aus zwei Quarzkeilen in den Orientierungen, wie sie in Fig. 563 angegeben sind, wo die kräftig ausgezogene Linie und der dicke Punkt die jeweilige optische Achse andeutet. Zur Erläuterung ist dem oberen größeren Keil ein dem unteren entsprechender eingezeichnet, der wegen seiner Orientierung dessen Wirkung aufhebt. Es bleibt dann als die

¹⁾ Soweit ich dies aus dem Ref. in Z. X. 30. 1899. 389, des in Verh. K. Russ. Min. Ges. 2. 1896, Abhandlungen 165–169 stehenden Aufsatzes ersehen kann.

für die Interferenzfarbe in Betracht kommende Quarzplatte der durch Schraffur hervorgehobene planparallele Teil übrig.

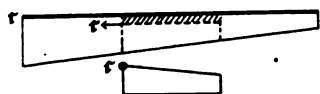


Fig. 563.

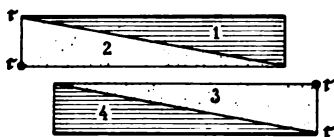


Fig. 564.

Ein anderer Kompensator mit homogenem Gesichtsfeld wurde von Bravais angegeben und besteht aus zwei Doppelkeilen in der durch Fig. 564 angegebenen Orientierung. Die starken Linien und dicken Punkte geben auch hier die Lagen der optischen Achsen an. Man sieht, daß die beiden Keile 1 und 4, wie auch 2 und 3 gleichsam je eine planparallele Platte bilden. Diese „planparallelen Platten“ erfahren aber durch Verschiebung des einen Keilpaares gegen das andere eine Verdickung oder Verdünnung und lassen als endgültige Wirkung den Überschuß der einen Platte 1 + 4 gegen die andere 2 + 3 erkennen.

Eine dritte Konstruktion wird wohl als die Babinet-Soleilsche bezeichnet und besteht aus einer planparallelen Quarzplatte 1 (in Fig. 565) und einem Doppelkeil 2 + 3. Die Orientierung ist wieder wie bei Fig. 563 und 564 angegeben. Von den beiden Keilen 2 und 3 ist der untere beweglich und verdickt oder verdünnt dadurch die aus dem Keilpaar bestehende „planparallele Platte“. Der Überschuß der Dicke der Platte über dieses Keilpaar ist ausschlaggebend für die betreffende Farbe, die sich auch wieder gleichmäßig über das ganze Gesichtsfeld ausdehnen muß.

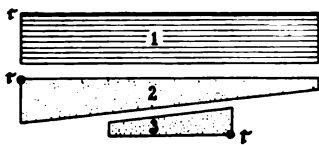


Fig. 565.

Fig. 566.
Dickenmesser.

Über eine Verbesserung des Babinet-Soleilschen Kompensators durch Verbindung mit einer Halbschattenwirkung hervorrufenden dünnen Glimmerplatte hat G. Szivessy in den Ber. der Phys. Ges. 21. 1919. 271—283 Mitteilung gemacht.

Die Genauigkeit der Methode steht in umgekehrtem Verhältnis zur Höhe der Doppelbrechung; denn je kleiner diese ist, umso dicker dürfen die zu kompensierenden Blättchen sein, und umso geringer ist der pro-

zentuale Fehler in der Dickenbestimmung. Bei stark doppelbrechenden Mineralien ist also auf die Messung dieser Dicke besondere Sorgfalt zu verwenden.

Man kann diese Bestimmung mit der Feinstellschraube des Mikroskoptubus nach der in Paragraph 111, S. 438—441 angegebenen Methode ausführen, muß sich aber ihrer dort hervorgehobenen Schwierigkeit wohl bewußt sein. Bei losen Blättchen ist es sicherer, sich eines Dickenmessers zu bedienen, wie deren zahlreiche Modelle von den Mechanikern hergestellt werden. Eine einfache Ausführung, mit der man auf 0,01 mm genau direkt ablesen und auf 0,001 mm sicher schätzen kann, zeigt Fig. 566.

Nach dem Vorschlag von E. Mallard¹⁾ schleift man gleichzeitig mit dem zu untersuchenden Blättchen und auf demselben Glase mehrere Blättchen mit bekannter Doppelbrechung. Er empfiehlt Barytspaltungsblättchen nach der Basis. Ob die verschiedenen Barytblättchen gleiche Dicke haben, erkennt man daran, daß sie zwischen gekreuzten Nicols gleiche Interferenzfarbe zeigen. Ist dieses der Fall, so darf man annehmen, daß näherungsweise (s. u.) auch das zwischen ihnen liegende Blättchen des zu untersuchenden Minerals dieselbe Dicke habe, wie sie. Bestimmt man nun den Gangunterschied der Wellen in den Barytblättchen, so kann man, da der Unterschied der hier in Betracht kommenden Brechungsindizes β und γ bekannt ist, aus der Formel

$$\frac{l\lambda}{\delta d} = \gamma - \beta = 0.0108$$

den Wert d bestimmen.

Diese Schleifmethode ist umso ungenauer, je weiter das zu untersuchende Mineral in der Härte vom Baryt abweicht, weil verschieden harte Mineralien sich nicht leicht gleich schleifen und polieren lassen.

Die beste Methode zur Bestimmung von d ist die direkte Messung an dem auf die hohe Kante gestellten Blättchen mit einem Objekt- oder mit einem Okularmikrometer. Am einfachsten gestaltet sich die Arbeit mit den feinen Mikrometerschrauben der Tische der großen Mikroskopmodelle, wie sie in den Figuren 352, 385, 392, 394, 395, 403, 404 abgebildet sind. Man befestigt das Blättchen an der Achse eines in Paragraph 117 und 118 beschriebenen Drehapparates und trägt Sorge, daß die Drehachse möglichst in die Fläche des Präparates fällt, damit dasselbe bei Ermittlung des Gangunterschieds nach Drehung um 90° möglichst horizontal liegt. Das Blättchen wird zunächst auf die hohe Kante parallel zur Sehrichtung gestellt. Das Eintreffen dieser Stellung erkennt man daran, daß die in verschiedenen Niveaus liegenden Staubteilchen immer an derselben Stelle im Gesichtsfeld erscheinen, ob man nun auf

¹⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 6. 1883. 131.

die einen oder die andern scharf einstellt. Ferner muß die Blattfläche senkrecht auf die Schraube gestellt sein, mit der die Dicke gemessen werden soll. Zu dem Ende werden die Schraubenachsen parallel und senkrecht zum Fadenkreuz gestellt, was man daran erkennt, daß ein auf einen Faden eingestellter Punkt bei der Verschiebung an diesem Faden entlang gleitet. Bei dieser Stellung des Tisches legt man den Querschnitt des Blättchens zu einem Faden parallel und kann nun mit der diesem Faden parallelen Schraube die Dicke messen. Die Benutzung eines Drehapparates hat den Vorteil, daß man bei Drehung in die Horizontalstellung dieselbe Stelle, an welcher d gemessen wurde, im Auge behalten und also auch zur Ermittlung des Gangunterschieds benutzen kann. Man ist also keineswegs gezwungen, die Dicke des Blättchens am Rande zu bestimmen, um von hier auf die Dicke in der Mitte zu schließen, wie Mallard annahm, der deswegen die Dickenmessung der auf die Kante gestellten Blättchen verwarf¹⁾, sondern man kann sehr gut die Staubteilchen beiderseits auch in den mittleren Teilen des Blättchens erkennen, wenn man dieses nur recht sorgfältig senkrecht stellt. Übrigens gelingt die Einstellung bei stark keilförmigen Blättchen sogar, wenn die dickere Seite nach oben gekehrt ist, weil man wegen der Apertur der Objektive noch gleichsam „um die Ecke“ sehen kann.

Wird der Gangunterschied der Strahlen in dem untersuchten Blättchen zu groß, um ihn noch durch Verschiebung des unteren Kompensatorkeils kompensieren zu können (was bei vielen Kompensatoren bis zur dritten oder vierten Ordnung möglich ist), so verkleinert man ihn durch Einschaltung von Glimmer- oder Gipsblättchen von bekanntem Gangunterschied in solcher Stellung, daß die ungleichwertigen Vektoren parallel liegen.

Zur Ermittlung der Maximaldoppelbrechung in einachsigen Kristallen müssen die Blättchen parallel zur Hauptachse, zur Ermittlung der Differenzen $\gamma - a$, $\gamma - \beta$, $\beta - a$ in zweiachsigen müssen sie senkrecht auf b , a und c geschliffen sein. Hat man die drei Differenzen bestimmt, so ergibt sich daraus näherungsweise der Winkel der optischen Achsen. Es ist nach Paragraph 36 S. 121

$$\text{genau } \cos V = \frac{a}{\beta} \sqrt{\frac{\gamma^2 - \beta^2}{\gamma^2 - a^2}}$$

$$\text{und annähernd } \sin V = \sqrt{\frac{\beta - a}{\gamma - a}} \text{ oder } \cos V = \sqrt{\frac{\gamma - \beta}{\gamma - a}} \text{ oder } \operatorname{tg} V = \sqrt{\frac{\beta - a}{\gamma - \beta}}.$$

Gibt man nach J. Uhlig²⁾ der mittleren Formel die Gestalt

$$\cos V = \sqrt{\frac{\gamma - \beta}{\gamma - \beta + \beta - a}},$$

¹⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 6. 1883. 131.

²⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1911. 305–312.

so erkennt man, daß für den Fall der Gleichheit der beiden Doppelbrechungen $\gamma - \beta$ und $\beta - \alpha$ die Formel übergeht in

$$\cos V = \sqrt{\frac{\gamma - \beta}{2(\gamma - \beta)}} = \frac{1}{\sqrt{2}},$$

daß also dann der Achsenwinkel $2V = 90^\circ$ wird.

Für $(\gamma - \beta) > (\beta - \alpha)$ wird $2V_c$ ein spitzer Winkel,
für $(\gamma - \beta) < (\beta - \alpha)$ wird $2V_c$ ein stumpfer Winkel.

Mit einer Diskussion dieser Näherungsformel und ihrer Anwendung auf die Achsenwinkel der Pyroxene und Amphibole hat sich A. C. Lane schon 1890 beschäftigt¹⁾. F. E. Wright gab eine einfache graphische Lösung²⁾ der Formel

$$\sin V = \sqrt{\frac{\beta - \alpha}{\gamma - \alpha}}$$

an, indem er die Werte $\gamma - \alpha$ auf der Abszissenachse, die Werte $\beta - \alpha$ auf der Ordinatenachse auftrug und vom Koordinatenursprung aus das Feld mit Geraden durchsetzte, die dem Winkel V entsprachen.

144. Der Michel-Lévy'sche Comparateur. Michel-Lévy³⁾ konstruierte zur Bestimmung der Doppelbrechung ein Instrument, bei dem die Interferenzfarben der Mineralblättchen mit den Interferenzfarben eines Quarzkeils verglichen werden. Man hat hier die im Prinzip schon in § 142 S. 567 erläuterte Methode, darf aber insofern eine höhere Genauigkeit erwarten, weil es sich um den Vergleich mit echten, nicht abgebildeten Farben handelt. Das als Comparateur bekannte Instrument ist in Fig. 567 in Totalansicht und in Fig. 568 seinem inneren Bau nach dargestellt.

O ist ein schwaches Okular, das an Stelle des Fadenkreuzes ein nach Art des Abbeschen Würfelchens (s. § 108 S. 413) wirkendes totalreflektierendes Doppelprisma PP' enthält. Es ist ein Prisma, das sein Licht durch einen kleinen, in allen Richtungen drehbaren Spiegel empfängt, der zur Beleuchtung eines polarisierenden Nicols N' dient. Die Klammern an diesem Prisma in Fig. 567 können unter Umständen farbige Gläser festhalten. An der mit einer Teilung versehenen und in der Achse des Ansatzrohrs durchbohrten Leiste A ist mittelst des Triebs L ein dünner Quarzkeil verschiebbar. Die Leiste A ist um die Achse des Ansatzrohrs drehbar. Das durch den Quarzkeil und die Durchbohrung der Leiste hindurch gegangene Strahlenbündel durchläuft das analysierende Nicol N und die Linse B und gelangt durch Totalreflexion in P zum Auge.

¹⁾ A. C. Lane, On the estimation of the optical angle by observations in parallel light. Am. Journ. 39. 1890. 53–58.

²⁾ „Methods“. S. 191 und Taf. 9.

³⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 6. 1883. 143–161; auch M. Lévy et Lacroix, Minéraux des Roches, 1888, 54–59. Die mechanischen Teile des Instrumentes sind von R. Fueß (N. J. B. B. 7. 1889. 77) verbessert worden; s. auch Leib, Die opt. Instr. 1899. 224–226.

Sind nun die Nicols im Ansatzrohr und im Mikroskop gekreuzt und liegt auf dem Mikroskoptisch ein doppelbrechendes Blättchen, so wird das beobachtende Auge die Mitte des Gesichtsfeldes durch P' in der Farbe des Blättchens, die Peripherie dagegen in der Farbe des Quarzkeils sehen. Stehen die Hauptschnitte von Quarzkeil und Blättchen in gleicher Neigung zu den Nicols (45°), und verschiebt man in geeigneter Weise mittelst L den Quarzkeil, so wird für eine bestimmte Stellung dieses Quarzkeils der Unterschied in der Beleuchtung der Mitte und Peripherie des Gesichtsfeldes für das beobachtende Auge verschwunden sein. Bei dieser Stellung ist der Phasenunterschied der das Blättchen durchlaufenden Strahlen genau derselbe, wie derjenige der durch den Quarzkeil gegangenen Strahlen. Man kann also die Größe $(s_\gamma - s_\alpha)/d$ wie im Babinetschen Kompensator durch die Stellung des Quarzkeils messen, wenn dieser ausgewertet ist.

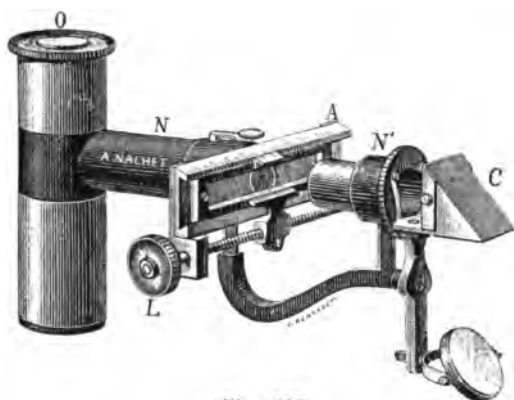


Fig. 567.

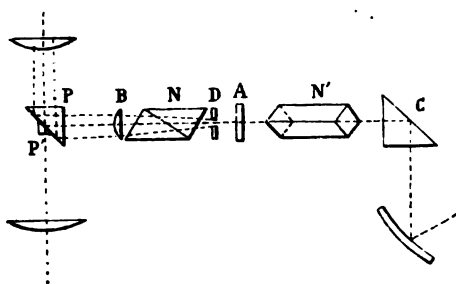


Fig. 568.

Michel-Lévyscher Comparateur von A. Nacet.

Zur Auswertung verschiebt man den unter 45° gegen die Nicol-hauptschnitte gedrehten Quarzkeil längs der Leiste A vom dünnen Ende nach dem dicken und liest an der Skala der Leiste die Stellungen t und t' ab, bei denen das erste und zweite Violett erscheint. Dann entspricht t nach der Tabelle auf S. 131 einem Gangunterschied in Luft von 575,

t' einem solchen von 1128 Millionstel Millimetern, und eine Skaleneinheit der Teilung an der Leiste A entspricht einem Gangunterschied in Millionstel Millimetern, der mit c bezeichnet sei und folgenden Wert erreicht

$$c = \frac{1128 - 575}{t' - t}.$$

Für den Punkt, wo die Dicke des Quarzkeils = 0 wäre, also für den idealen Anfangspunkt des Keils, hat man

$$T = t - \frac{575}{c},$$

und für einen beliebigen Teilstrich der Skala t'' ist der Gangunterschied dann

$$(t'' - T) c.$$

Aus diesem und der Dicke des Blättchens ergibt sich der Wert $\gamma_1 - \alpha_1$ in derselben Weise wie beim Kompensator.

Die Auswertung des Quarzkeils wird genauer in Natriumlicht vorgenommen. — Die Stellung des Quarzkeils unter 45° gegen die Nicols, die durch eine Marke erleichtert ist, erreicht man mit Hilfe eines Quarzes etwa mit Gelb II. Ordnung. Man bringt diesen Quarz auf den Tisch des Mikroskops unter 45° seines Hauptschnittes gegen den Polarisator und stellt auf diesen Quarz den Quarzkeil ein, was sehr genau möglich ist, läßt nun den Quarzkeil in der gefundenen Stellung und bringt erst jetzt das zu bestimmende Blättchen unter das Mikroskop. Die Einstellung auf Farbgleichheit der Mitte und Peripherie des Gesichtsfeldes ist bei den unteren Farben der I. Ordnung nicht sehr genau. Zeigt das Präparat diese, so verdickt man es durch Auflegen von Quarzblättchen mit bekanntem Phasenunterschied oder verdoppelt die Dicke des Blättchens dadurch, daß man nach F. Wallerand¹⁾ die mittelst eines Gaußschen Glases oder eines Vertikal-Illuminators (§ 104 S. 378) von oben nach unten durch den Kristall sich fortpflanzenden Wellen an einem kleinen Spiegel unter dem Präparat wieder nach oben wirft, sodaß sie das Blättchen zum zweitenmal passieren müssen. Der Tubusnicol dient zuerst als Polarisator, dann als Analysator; man beobachtet also bei parallelen Nicols.

145. Verschiedene Methoden zur Messung der Doppelbrechung.

Während Michel-Lévy die Gangunterschiede durch Vergleich zweier Farben bestimmt, so geschieht dies in dem Birefraktometer von J. A. Mann²⁾ durch Ausgleich. Er bewegt über dem in gehöriger Orientierung befindlichen Mineralblättchen einen Quarzkeil, bis der im Mineral entstandene Gangunterschied durch den Keil kompensiert ist, und also die Keilstelle über dem Blättchen dunkel erscheint. Dieses Verfahren hat in dem Quarz-

¹⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 20. 1897. 172—173. J. Joly hat das gleiche Verfahren später vorgeschlagen. Proc. Roy. Soc. Dublin. 9. 1901. 485—494.

²⁾ Zeitschr. f. wiss. Mikr. 11. 1894. 440—454; s. a. Leib, N. J. B. B. 10. 1895. 426—428 und Die opt. Instr. usw. 1899. 226—228.

keil nach H. Siedentopf¹⁾ von der Firma Zeiß eine sehr genaue und bequeme Form erhalten, wie dies in Fig. 569 und 570 zu sehen ist. Der Keil liegt in der Bildebene des Okulars und wird zwischen gekreuzten Nicols so lange verschoben, bis die zur Kompensation erforderliche Stelle über dem betreffenden Mineralblättchen liegt. Es werden 2 Keile von Ordnung 0—II und II—VIII angewandt. Jeder Keil trägt auf seiner Oberseite eine Teilung, die den Gangunterschied in μ (0,001 mm) angibt. Man hat also hier in natura genau die Verhältnisse, wie sie auf Tafel I in Farbendruck zu sehen sind²⁾.



Fig. 569.

Mikroskopokular mit Quarzkeilkompensator
nach H. Siedentopf von C. Zeiß.



Fig. 570.

Quarzkeilkompensator 2.—8. Ordnung
nach H. Siedentopf von C. Zeiß.

G. Cesá ro³⁾ kompensiert nicht vollständig, sondern nur bis auf ein empfindliches Violett, wobei er das zwischen parallelen Nicols erscheinende Violett der I. Ordnung mit einem Gangunterschied von 281 Millionstel Millimetern für das empfindlichste hält.

Eine sehr einfache Vorrichtung hat E. von Fedorow⁴⁾ angegeben, indem er die Kompensation durch einen Glimmerkeil erreicht, bei dem sechzehn $\frac{1}{4}$ -Und.-Glimmerblättchen treppenförmig im Abstand von 2 mm übereinander geschichtet sind, und also die Kompensation ruckweise von $\frac{1}{4}\lambda$ zu $\frac{1}{4}\lambda$ erfolgt. Aus der Zahl der zur Kompensation erforderlichen Lagen berechnet sich leicht der Phasenunterschied. G. Friedel hat ein Verfahren angegeben, bei dem man unter das Mineral ein $\frac{1}{4}$ - λ -Glimmerblatt schiebt und die Kompensation durch Drehung des Polarisators herbeiführt⁵⁾. W. W. Nikitin mißt die Gangunterschiede eines Blättchens bei

¹⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1906. 745—746.

²⁾ F. E. Wright hat ausgerechnet, daß der Winkel eines Quarzkeils, dessen eine Fläche parallel zur c-Achse geschliffen ist, $6^{\circ}18'$ betragen muß, damit eine Zehntel-Millimeterskala die Gangunterschiede direkt in $\frac{1}{10}\mu$ angibt. Am. Journ. 29. 1910. 415—417.

³⁾ Bull. Acad. R. Belgique (3) 26. 1893. 208. Ref. Z. X. 25. 1896. 624. Über ein anderes Verfahren dieses Autors zur Bestimmung der Doppelbrechung im konvergenten Licht s. Bull. Acad. R. Belgique 1907. 671—684. Über den Einfluß schiefer Schnittlagen auf das Maß der Doppelbrechung s. F. E. Wright, Am. Journ. 29. 1910. 418—423.

⁴⁾ Z. X. 25. 1896. 349—351; 26. 1896. 251—253; 29. 1898. 611—613.

⁵⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 16. 1893. 19—33. s. auch A. Köhler, Untersuchungen über das Verhalten einiger Kompensatoren usw. Z. f. wiss. Mikrosk. 38. 1921. 209—236.

verschiedenen Neigungen gegen die Mikroskopachse, bestimmt diese Neigungen mit Hilfe des Fedorowschen Tisches und berechnet daraus extreme Werte der Doppelbrechung¹⁾. Bei dicken und stark doppelbrechenden Präparaten kann man sich eines entsprechenden Quarzkeiles bedienen, wie ihn J. W. Evans bis zur 28. Ordnung gehend vorgeschlagen hat²⁾. Zur Messung sehr geringer Gangunterschiede kombiniert J. Königsberger seinen S. 479 erwähnten Glimmerzwilling mit einem Babinet-Soleilschen Kompensators (s. S. 575) mit homogenem Gesichtsfeld und mißt mit einer solchen Vorrichtung noch Gangunterschiede von $\frac{1}{10000} \lambda$ ³⁾. W. W. Nikitin verwendet als Kompensator eine Quarzplatte,



Fig. 571.

Drehbarer Quarzkompensator
nach W.W. Nikitin von R. Fueß.



Fig. 572.

Drehbarer Kalkspatkompensator nach M. Berek
von E. Leitz.

die etwa 25° schief zur optischen Achse geschliffen ist und in ihrer Neigung gegen die Mikroskopachse gedreht werden kann. Bei einer gewissen Stellung wird diese Platte in der Richtung der optischen Achse durchstrahlt und gibt den Gangunterschied 0. Bei andern Stellungen kann man aus der Dicke der Platte, die etwa 70μ beträgt, und ihrer Neigung den Gangunterschied berechnen und daraus wieder den Gangunterschied des betreffenden kompensierten Minerals ableiten. Der kleine Apparat, der in Fig. 571 abgebildet ist, wird in den unteren Tubusschlitz über dem Objektiv eingeführt⁴⁾. Er erlaubt Kompensationen von $0-550 \mu\mu$ durchzuführen und erstreckt sich also etwa über die I. Ordnung. Um diesen Bereich zu erweitern, ohne auf dickere Quarzplatten, bei denen die Zirkularpolarisation stören würde, überzugehen, wählte M. Berek⁵⁾ zu seinem drehbaren Kalkspatkompensator eine Kalkspatplatte, geschliffen parallel zur Basis. Stellt man diese Platte $0,1 \text{ mm}$ dick her, so kann man bei einer Neigung bis zu 30° eine Kompensation bis in die IV. Ordnung durchführen. Der feine Drehmechanismus ist aus Fig. 572 zu ersehen.

¹⁾ Z. X. 33. 1900. 133—146.

²⁾ Min. Magaz. 14. 1904/07. 87—92.

³⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1908. 729—730.

⁴⁾ Z. X. 47. 1910. 378—379; 54. 1915. 172—173; W. W. Nikitin, La méthode universelle de Fedoroff. Franz. Übersetzung von L. Duparc und V. de Dervies. Genf. 1914. 333—346.

⁵⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1913. 388—396; 427—435; 464—470; 580—582.

Siebter Abschnitt.

Bestimmung des optischen Charakters im parallelen Licht.

146. Allgemeines. Eine bei mikroskopischen Mineralbestimmungen häufig wiederkehrende Aufgabe ist die Ermittlung des optischen Charakters. Sie läuft bei der Beobachtung im parallelen Licht darauf hinaus, unter den beiden, in jedem doppelbrechenden Blättchen auftretenden Vektoren, den größeren von dem kleineren qualitativ zu unterscheiden. Vor der Ausführung überzeugt man sich von dem richtigen Funktionieren des Mikroskops, in diesem Fall vor allem von der Isotropie der Linsen und zwar sowohl der Objektive wie auch der Linsen des Kondensors (s. auch § 101 S. 350). Sollten diese Linsen nicht spannungslos gefaßt sein und daher eine Aufhellung des Gesichtsfeldes bewirken, so stellt man sie mit ihren Hauptvektoren parallel zu den Nicolhauptschnitten, d. h. man dreht sie mit ihren Fassungen so lange, bis das Gesichtsfeld bei gekreuzten Nicols vollkommen dunkel ist. — Die Methode der Bestimmung des optischen Charakters beruht auf den Überlegungen des Paragraphen 49 und besteht also in der Kombination des durch ein Mineral von unbekannter optischer Orientierung erzeugten Gangunterschieds mit dem Gangunterschied eines Hilfspräparats von bekannter optischer Orientierung.

Vorausgehen muß die Bestimmung der Lage der Vektoren in dem zu untersuchenden Kristallblättchen, was man einfach durch seine Drehung zwischen gekreuzten Nicols bis zur Dunkelstellung erreicht, ohne hierbei die in Paragraph 125 angegebene Genauigkeit anzustreben. In dieser Dunkelstellung liegen die Vektoren wie die Nicolhauptschnitte, also Nord-Süd (*NS*) und Ost-West (*OW*). Diese Bezeichnung nach Himmelsrichtungen, wie sie bei geographischen Karten gilt, ist für die Orientierung am unzweideutigsten; sonst hat man dem vorne und hinten öfters eine schwankende Bedeutung gegeben; man lege sich nur einmal die Frage vor, was etwa bei einer Druckseite und was bei einer Tischfläche vorne sein soll. Es soll also *N* von dem Beobachter abgekehrt, *S* ihm zugewendet, *O* nach rechts und *W* nach links liegen (s. auch S. 178 Fußnote 1 und S. 390). In welcher von den beiden Richtungen *NS* und *OW* nun aber der größere Vektor liegt, ist Aufgabe der vorliegenden Untersuchung. — Man gibt zunächst dem Kristallblättchen durch Drehung des Mikroskoptisches eine solche Stellung, daß seine Schwingungsrichtungen um 45° gegen die Hauptschnitte der gekreuzten Nicols geneigt sind, daß also jetzt die beiden in Frage kommenden Vektoren *NO*—*SW* und *NW*—*SO* liegen, und das Blättchen die dem Gangunterschied $s_{\gamma_1} - s_{\alpha_1} = d(\gamma_1 - \alpha_1)$ (s. S. 141) entsprechende Interferenzfarbe im Maximum der Intensität (s. § 47 S. 152) zeigt. Alsdann verwendet man ein aus geeignetem doppelbrechendem Material hergestelltes dünnes Blättchen, das in seiner optischen Orientierung, also in der Lage seiner Vektoren *a* und *c*,

von vornherein bekannt ist. Bei dünnen Kristallblättchen mit schwacher Doppelbrechung, bei denen das tiefe Grau der I. Ordnung auftritt, wählt man als optisches Reagens ein Präparat mit einem empfindlichen Rot der I. Ordnung. Bei dicken Blättern oder solchen mit stärkerer Doppelbrechung zieht man umgekehrt ein optisches Präparat mit einer sehr niedrigen Interferenzfarbe (einem sehr tiefen Grau der I. Ordnung) vor. Hiernach sind die verschiedenen, demselben Zweck dienenden Gips- und Glimmer- und Quarzblättchen und keilförmigen Platten, die im nachstehenden beschrieben werden, geeignet zu verwenden.

J. L. C. Schroeder v. d. Kolk bestimmt an losen Körnern die Brechungsindizes mittelst der Einbettungsmethode (s. § 136) der nach bestimmten Auslöschungsrichtungen schwingenden Wellen und empfiehlt dieses Verfahren besonders bei sehr stark doppelbrechenden Kristallen. C. Viola benutzt in ähnlicher Weise die von ihm erweiterte Beckesche Methode (s. § 139 S. 564), um bei äußerst schwach doppelbrechenden Mikrolithen die Brechungs- oder Vektorenverhältnisse zu ermitteln.

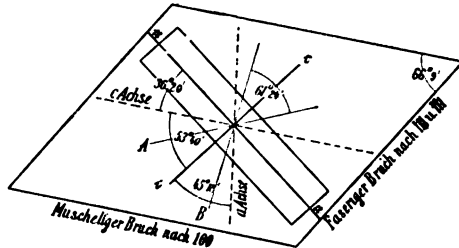


Fig. 573.

147. Gipsblatt vom Rot I. Ordnung¹⁾. Ein solches Gipsblatt schneidet man aus einem Gips-spaltungsstück in der durch Fig. 573 angegebenen Orientierung. Das längliche Rechteck stellt das Präparat in der im Mikroskop zur Anwendung kommenden Lage *NW—SO* dar, und die Umriss der Figur geben einige für den Gips charakteristische Richtungen wieder, wie muscheligen und faserigen Bruch, kristallographische und optische Achsen, Lage der Vektoren *a* und *c*.

Legt man nun ein solches Gipsblatt in der durch die Figur 573 angegebenen Richtung über das zu untersuchende Mineralblättchen, oder schiebt es in den dazu bestimmten Schlitz *tt* (Fig. 381 a) des Tubus, so sind seine optischen Hauptschnitte mit denen des Minerals unter 45° gegen die Nicolhauptschnitte geneigt und zeigen also ebenfalls die größte Beleuchtungsintensität. Der Gangunterschied der Strahlen wird durch

¹⁾ Die Anwendung geht auf D. Brewster zurück; s. sein Populäres vollständiges Handbuch der Optik. Deutsche Übersetzung von J. Hartmann. Quedlinburg und Leipzig. 1835. I. 185.

das Gipsblättchen vergrößert, wenn in diesem und dem Blättchen relativ gleichwertige Vektoren zusammenfallen, verkleinert, wenn relativ ungleichwertige Vektoren sich decken. Im ersten Falle wirkt das Gipspräparat wie eine Verdickung des Blättchens und die Interferenzfarbe muß demnach steigen, im zweiten Falle ruft das Gipspräparat eine optische Verdünnung des Blättchens hervor und die Interferenzfarbe muß fallen. Da im Gipsblatt nach der obigen Präparation der größte Vektor parallel der längeren Kante liegt, so erhält man durch die Beobachtung direkt den gewünschten Aufschluß. Es empfiehlt sich, nach dem ersten Versuch das Mineral mit dem Mikroskopisch um 90° zu drehen und den Versuch zu wiederholen; man muß nun ein Fallen der Interferenzfarbe wahrnehmen, wenn diese bei dem ersten Versuch stieg, und umgekehrt. — Man pflegt jetzt fast allgemein den großen Vektor α der Gipsblätter $NW-SO$ einzuschieben und diese Stellung als Regelstellung zu bezeichnen. Es wäre wünschenswert, wenn hier volle Übereinstimmung bei allen Kristalloptikern herrschte.

Bei den Hilfspräparaten mit einer empfindlichen Farbe bevorzugt man die Töne am Ende der I. und am Anfang der II. Ordnung, wobei man aber bis jetzt nicht sicher ist, welcher Farbe man als der allerempfindlichsten den Vorzug geben soll. In der vor zwei Jahren erschienenen ersten Lieferung dieses Buches (§ 41, S. 132) war in Anlehnung an bisherige Auffassungen einem Violett der II. Ordnung mit einem Gangunterschied von $575 \mu\mu$ der Vorzug gegeben worden. Veranlaßt durch eine briefliche Anfrage des Herrn Dr. A. Köhler in Jena und durch eine Arbeit von A. Wenzel¹⁾ habe ich neue Versuche angestellt, die mir zeigten, daß ein in der Newtonschen Skala unterhalb des Violetts liegendes „Rot“ mit dem Gangunterschied von $532 \mu\mu$ noch empfindlicher ist. Diese Interferenzfarbe, die man als „Rot“ oder, wenn man will, auch als Purpur bezeichnen kann, schlägt nämlich bei einer Addition oder Subtraktion von nur $8 \mu\mu$ Gangunterschied schon in ein wahrnehmbares Violettrot bzw. Orangerot um. — Früher stellte man wohl solche Hilfsplatten aus hellem Glimmer einfach durch Spaltung her. Da sie aber doch eigentlich eine ganz bestimmte Dicke haben müssen, zieht man jetzt, auch der Farblosigkeit wegen, den eingangs dieses Paragraphen erwähnten Gips vor und spricht von einem Gips vom Rot I. Ordnung. Übrigens kann man diese Hilfspräparate auch aus Quarz anfertigen, was früher häufiger geschah, weil die Doppelbrechungs- und Dispersionsverhältnisse des Quarzes denen des Gipses außerordentlich ähnlich sind.

Bei etwas größerem, aber immer noch nach kleinen Bruchteilen von 1λ verlaufendem Gangunterschied der untersuchten Blättchen erscheint bei

¹⁾ A. Wenzel, Über die zur Erkennung schwacher Doppelbrechung dienenden empfindlichen Farben. Phys. Zeitschr. 18. 1917. 472–479. Ref. N. J. 1919. 18–19; s. ferner E. A. Wülfing, Über die empfindlichen Farben und über ihre Anwendung bei der Erkennung schwach doppelbrechender Medien. S. H. A. 1910. 24. Abh. 16 S.

der Einschaltung solcher Präparate in der oben angegebenen Weise das untersuchte Mineral deutlich blau oder deutlich gelb, je nachdem der größere Vektor des Minerals mit dem größten Vektor des Gipses zusammenfällt oder diese Vektoren sich kreuzen. Den Nachetschen Mikroskopen wurde früher gewöhnlich eine Quarzplatte beigegeben, welche die sog. teinte de passage (Violett) zeigt. Diese Quarzplatte sollte aber, um einheitliche Gedächtnisregeln aufstellen zu können, in der gleichen Orientierung in das Mikroskop eingeschoben werden, wie sie das in Fig. 573 gezeichnete Gipsblatt zeigt. Es sollte also auch bei einer solchen Quarzplatte der größere Vektor $NW-SO$, und die Hauptachse des Quarzes demnach $SW-NO$ liegen.

Ausgezeichnet ist bei sehr niedrigen Interferenzfarben der schon in Paragraph 123 S. 479 beschriebene Bravais-Stöbersche „Quarzwilling“, bei dem man nur für die Bestimmung des Charakters die optische Orientierung der beiden Hälften kennen muß. Liegt die Trennungslinie der beiden Hälften in der Richtung NS , so läuft in dem einen Teil die optische Achse $NO-SW$, in dem andern Teil $NW-SO$, und man muß nun, wenn der Kristall beide Hälften teilweise bedeckt, die gestiegene und die gefallene Farbe gleichzeitig nebeneinander erblicken. Dieser kleine Hilfsapparat ist von einer solchen Empfindlichkeit, daß man, wie Bravais schon angibt¹⁾, die durch Druck mit den Fingern in einem Glaswürfel (von 16 mm Seite) hervorgerufene Doppelbrechung sehr deutlich wahrnimmt. Übrigens kann man mit einem guten Gipsblatt vom Rot I. Ordnung ebenfalls, wenn auch nicht mit der gleichen Deutlichkeit, diese schwache Doppelbrechung zeigen.

148. Biotscher Drehquarz und Wrightscher Kombinationskeil.

Bei dickeren oder stark doppelbrechenden Kristallen (in letzterem Fall z. B. bei den mikroskopischen Zirkonen der Gesteine), die also zwischen gekreuzten Nicols eine deutliche Interferenzfarbe von der ersten oder auch von höherer Ordnung geben, ist es nicht vorteilhaft, mit dem rot-violetten Gips oder Quarz zu arbeiten, weil die Interferenzfarben immer um eine ganze Ordnung, sei es nach oben oder nach unten, verschoben werden, und man nicht jederzeit sicher und ohne längere Überlegung sagen kann, ob die Kombinationsfarbe einem Steigen oder Fallen entspricht. Man könnte hier Präparate mit sehr niedrigen Interferenzfarben — noch bedeutend niedrigeren als dem Graublau des $\frac{1}{4}$ -Und.-Glimmers (s. § 167) — gebrauchen, um nur ein geringes Umschlagen der Kristall-Interferenzfarbe zu erhalten. Man geht aber viel sicherer, wenn man eine schon von Biot 1824²⁾ angegebene Methode anwendet und an einer passenden Stelle des Tubus unter den Analysator eine senkrecht zur optischen Achse geschliffene dünne Platte eines einachsigen Minerals, das man zum Schutz zwischen zwei Deckgläschen kittet, einschiebt. Quarz, dessen Zirkular-

¹⁾ C. R. 32. 1851. 114.

²⁾ Précis élément. phys. expérim. 2. 572.

polarisation wegen der Dünne der Platte nicht störend wirkt, eignet sich gut zu diesem Zweck. Dreht man einen solchen Quarz ein wenig um eine *NW—SO* gerichtete horizontale Achse, so muß die Inferenzfarbe des Kristalls, die bei dem horizontalen Einschieben der Quarzplatte keine Veränderung erlitt, steigen oder fallen. Vor der Neigung sind die Vektoren in allen horizontalen Richtungen in der Quarzplatte die gleichen, nämlich a (Fig. 574 a), wenn es gestattet ist, die Vektorenbezeichnung zweiachsiger Kristalle auf die einachsigen in passendem Sinn zu übertragen. Nach der Neigung ist in der den Quarz horizontal schneidenden Ebene der Vektor in der Richtung *NO—SW* kleiner (c') als in der Richtung *NW—SO* (a) (Fig. 574 b). Liegen die Vektoren im Kristallblättchen gleichsinnig, so wird ein Steigen seiner Farbe zu bemerken sein. Auch hier kann man zur Sicherheit die Drehoperation des Quarzes in einer um 90° verwendeten Richtung wiederholen, um dann den umgekehrten Farbumschlag zu erhalten. Die Methode ist außerordentlich sicher, da man einen ganz allmählichen Übergang der Farben wahrnimmt.

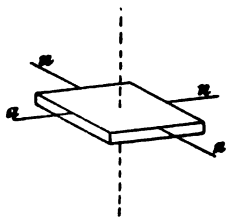


Fig. 574 a.

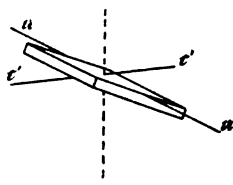


Fig. 574 b.

Einen ähnlichen Erfolg erzielt F. E. Wright¹⁾ mit seinem Kombinationskeil, der aus Gips hergestellt und mit einem Gipsblatt vom Rot I. Ordn. unterlegt ist, wie dies Fig. 575 angibt. Wegen der kreuzweisen Übereinanderlagerung der Vektoren muß an jener Stelle, wo Keil und Blättchen gleiche Dicke haben, Dunkelheit entstehen, und müssen von dieser streifenförmigen Stelle an beiderseits die Newtonschen Farben sich zeigen, die nach dem dickeren Keilende um eine Ordnung niedriger liegen, als wenn der Keil ohne das Gipsblatt eingeschoben würde. Man hat also hier einen Keil mit unendlich feiner Schärfe und demnach mit dem ersten Anfang der Newtonschen Farbenskala, sodaß man diese nahe bei dem schwarzen Streifen liegende Stelle benutzen kann, einen ganz allmählichen Umschlag der Interferenzfarbe eines Mineralblättchens zu beobachten.

D. J. Mahony hat auch vorgeschlagen, dadurch in der Newtonschen Skala weiter hinunter zu steigen, daß er den Quarzkeil nicht

¹⁾ T.M.P.M. 20. 1901. 275; s. a. Journ. of Geology 10. 1902. 33–35 und Am. Journ. 29. 1910. 417.

parallel, sondern schief zur optischen Achse schleift und also mit einer geringeren Doppelbrechung ($\epsilon' - \omega$ anstatt $\epsilon - \omega$) die Farben erzeugt¹⁾.

149. Gips- (und Quarz-)Keil. Bei hohen Interferenzfarben verwendet man mit Vorteil einen jetzt meistens aus Gips hergestellten Keil, den wohl (aus Quarz) de Sénarmont 1851 zuerst vorgeschlagen hat²⁾. Dieser Keil (Fig. 576) pflegt jetzt meistens so geschliffen zu werden, daß seine brechende Kante dem kleinsten Vektor parallel läuft, und demnach seine lange Erstreckung parallel zum größten Vektor a liegt. Es ist auch hier, wie bei dem Gips vom Rot I. Ordnung, wünschenswert, diese, wie es scheint verbreitetste, Orientierung allgemein einzuführen. Der Keil pflegt auf eine Glasplatte aufgeklebt und mit einem Deckglas bedeckt zu werden, um ihn haltbarer zu machen. Schiebt man ihn auf dem Objektisch von *SO* nach *NW*, also wieder unter 45° gegen die Nicolhauptschnitte mit der Schneide voran vorwärts, so beobachtet man

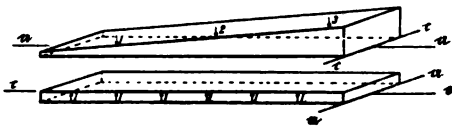


Fig. 575.

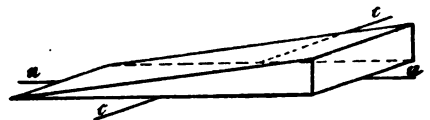


Fig. 576.

streifenartig nebeneinander die ganze Reihe der Newtonschen Farben vom Eisengrau der I. Ordnung bis etwa, je nach der Länge des Keils, zu den Farben der III. und IV. Ordnung in ausgezeichneter Intensität. Diese Farben sind innerhalb der ersten vier bis fünf Ordnungen fast identisch bei einem Quarz- und einem Gipskeil, und sie weichen auch nur ganz unbedeutend von den reinen an Luftschichten oder an Seifenblasenlamellen beobachteten Newtonschen Farben ab. Die zarten rosa Farben der III.—V. Ordnung im Newtonschen Farbenglas und an Seifenblasen treten bei Gips und Quarz in mehr fleischroten oder lachsfarbenen Tönen auf³⁾. Je kleiner der Winkel des Keils ist, umso breiter werden die den einzelnen Farben der Newtonschen Skala zukommenden Felder, und je feiner die brechende Kante des Keils ausgeschliffen ist, umso tiefer steigen die Farben in die I. Ordnung hinab.

Legt man nun unter oder über den Keil das dem Charakter nach zu bestimmende Kristallblättchen so ins Gesichtsfeld, daß seine Hauptschwingungsrichtungen auch unter 45° gegen die Nicolhauptschnitte geneigt sind, so wird die Farbe des Keils an der Stelle, wo das Blättchen liegt, geändert, und zwar erscheint eine im Keil allein erst an dickerer

¹⁾ Nature **74**. 1906. 317, 318; Ref. N. J. 1908 I. 162.

²⁾ Ann. Chim. Phys. (3) **33**. 1851. S. 7 des Sep.-Abdr.; s. a. Grailich, Kristallographisch-optische Unters. Wien u. Olmütz 1858. S. 205.

³⁾ Einige Einzelheiten findet man bei E. A. Wülfing, Über die empfindlichen Farben usw. S.H.A. 1910. 24. Abh. 16 S.

Stelle auftretende Farbe dann, wenn der kleinste Vektor c' im Blättchen parallel der brechenden Kante des Keils, also parallel cc in Fig. 576 liegt. Die Farbe entspricht dagegen einer an dünnerer Stelle des Keils vorhandenen, wenn der größte Vektor a' im Blättchen der Keilkante parallel läuft. Auch hier tut man gut, den Versuch nach einer Drehung des Blättchens um 90° zu wiederholen. Die Erscheinung muß sich nun umkehren: die Farbe muß sinken, wenn sie vorher stieg, steigen, wenn sie vorher sank.

Gewöhnlich pflegt man den Keil nicht direkt über das Präparat zu legen, schon weil sich dies zu leicht verschieben würde, sondern benutzt, wie bei dem Gips vom Rot I. Ordnung, bei Anwendung des Tubus-Analysators den Schlitz tt (Fig. 381 a) oder bei Verwendung des aufsetzbaren Analysators auch den in diesem unter 45° gegen seinen Hauptschnitt angebrachten Schlitz.

Die Farben, die man an einem Kristall im sogenannten parallelen Licht beobachtet, gehören solange zu einer bestimmten Richtung und damit zu einer bestimmten Doppelbrechung, als man die Apertur des Objektivs vernachlässigt. Bei schwach doppelbrechenden Mineralien spielt diese Apertur keine Rolle, bei stark doppelbrechenden Kristallen aber kann sie sich in der Unreinheit der Interferenzfarben störend bemerkbar machen, wie man dies an jedem Marmordünnschliff zu beobachten in der Lage ist. Es ändert sich eben die Doppelbrechung des Kalkspats für jedes einzelne Korn schon innerhalb kleiner Aperturbereiche. Man kann hier die Farben wesentlich reiner erhalten, wenn man nach G. W. Gr a b h a m¹⁾ in den Tubusschlitz tt ein Diaphragma einschiebt und auf diese einfache Weise die Apertur des Objektivs verringert.

Der Gips- oder Quarzkeil dient auch dazu, die Ordnung zu bestimmen, der eine Interferenzfarbe in einem doppelbrechenden Blättchen angehört. Das Blättchen zeige ein Rot und sein Hauptschnitt sei um 45° gegen die Nicolhauptschnitte gedreht. Schiebt man nun den Keil mit dem dünnen Ende voran ein und fällt sein kleinster Vektor mit dem größten Vektor im Blättchen zusammen, so muß die Interferenzfarbe mehr und mehr sinken. Das Blättchen zeigt also in absteigender Folge die Newtonschen Farben, bis der Beschleunigung der einen Welle im Blättchen eine ebenso große Verzögerung derselben Welle im Keil entspricht. Die in diesem Augenblick eintretenden Verhältnisse sind die gleichen, wie wenn man das Blättchen mit einem andern seiner Art und von gleicher Dicke gekreuzt hätte; das Blättchen muß schwarz oder, wenn Unterschiede in der Farbendispersion zwischen Kristall und Keil vorhanden sind, wenigstens grau erscheinen. Ist bei dieser Operation die Anfangsfarbe des Blättchens (Rot) in ähnlicher Weise n -mal wiedergekehrt, so muß die Anfangsfarbe des Blättchens von der $(n + 1)$ ten Ordnung sein.

¹⁾ S. oben § 42, S. 133.

150. Verwendung des Babinetschen Kompensators zur Bestimmung des optischen Charakters. Bei sehr tief gefärbten Mineralien versagen die meisten der oben besprochenen Methoden, weil durch die Absorptionswirkung des Minerals dessen Interferenzfarben zu stark verändert werden, und daher auch bei Anwendung der Hilfspräparate kein deutliches Steigen oder Fallen der Farbe zu erkennen ist. In solchen Fällen kann man die optische Orientierung eines Blättchens aus der Verschiebung des Mittelbalkens im Babinetschen Kompensator ableiten. Kennt man die Orientierung der Keile in einem Babinet und bedenkt man, daß eine optische Verdickung des einen Keils den Mittelbalken nach dessen dünnerem Ende verschiebt, so ist ein Schluß auf die Verteilung der Vektoren im Blättchen leicht gemacht. Die umständliche Auseinanderschraubung und Untersuchung der Keile wird überflüssig, wenn man an einem Präparat von bekannter Orientierung — etwa an dem obigen Gipsblatt vom Rot I. Ordn. — die Verschiebung des Mittelbalkens ein für allemal feststellt.

151. Optischer Charakter einer Zone und optischer Charakter eines Minerals. Hat man den relativen Wert der Vektoren in einem Blättchen bestimmt, so ist damit zunächst nur der optische Charakter der Zone, also der Richtung ermittelt, nach der die Flächen des Minerals am stärksten entwickelt sind. So sieht man an Apatitnadeln eine negative (c -Achse = a), bei Quarznadeln eine positive Zone (c -Achse = c). Bei zweiachsigen Mineralien kann dazu noch die Zone mit dem optischen Charakter \pm treten, was dann der Fall ist, wenn der mittlere Vektor b mit der Zonenachse zusammenfällt. Gute Versuchsobjekte zur Unterscheidung der Zonenachsen $+$ oder $-$ oder \pm geben die Mineralien Pektolith, Rosenbuschit und Wollastonit. Alle drei zeigen eine deutlich zonare Entwicklung nach der b -Achse. Diese Achse aber fällt bei Pektolith mit c , bei Rosenbuschit mit a und bei Wollastonit mit b zusammen. Bei der Lage der Fasern solcher Mineralien in der Richtung NW—SO unter dem Mikroskop und bei eingeschobenem Gipsblatt vom Rot I. Ordnung in der Regelstellung sieht man die ursprünglich grauen Interferenzfarben der drei Mineralien bei Pektolith in gelb, bei Rosenbuschit in blau und bei Wollastonit bei der einen Faser in gelb und bei einer andern parallelen Faser in blau umschlagen. Diese letztere Erscheinung des Farbenwechsels kommt dadurch zustande, daß die Fasern zwar alle ihren Vektor b in der Richtung NW—SO haben, in der Richtung NO—SW dagegen bald a bald c , je nach der kristallographischen Orientierung. Hat ein Mineral keine deutlich entwickelte Zone, so kann man bei ihm auch von keinem optischen Zonencharakter reden.

Von dem optischen Charakter einer Zone ist der optische Charakter des Minerals zu unterscheiden. Die Bezeichnung \pm in diesem letzteren Fall wird gebraucht, wenn das Mineral keine spitze und keine stumpfe Bisektrix

hat, wenn nämlich der Achsenwinkel $2V = 90^\circ$ ist. — Zur Bestimmung des optischen Charakters des Minerals bedarf man gewisser Angaben über die Lage des Schliffs, wozu im allgemeinen die Beobachtungen im konvergenten Licht (s. § 166—169) führen. Auch die hierauf sich beziehende von Schroeder van der Kolk angegebene Untersuchung von Dünnschliffen im parallelen polarisierten Licht ist eigentlich eine versteckte Art von Beobachtung im konvergenten Licht¹⁾. Er untersucht die Doppelbrechungsverhältnisse in etwas verschiedenen Richtungen durch Neigung des Präparats oder durch Änderung der Beleuchtungsverhältnisse. F. v. Fedorow und W. W. Nikitin benutzen ihren Universaltisch zu den hier erforderlichen Drehungen²⁾. H. Schneiderhöhn läßt den Schliff horizontal auf dem Tisch des Mikroskops liegen und nimmt die Abblendung der das Präparat in verschiedener Schiefe durchstrahlenden Lichtbündel in der Austrittspupille des Okulars mit dem Exnerschen Mikrorefraktometer (s. o. Fig. 553 oder 554) vor³⁾. Es treten dabei Veränderungen der Interferenzfarben auf, die für die verschiedenen Schnittlagen einachsiger und zweiachsiger Kristalle charakteristisch sind.

Achter Abschnitt.

Untersuchung auf Farbe und Pleochroismus bei durchsichtigen Mineralien. Untersuchung undurchsichtiger Mineralien.

152. Die Bezeichnung der **Farbe der durchsichtigen Mineralien** gewinnt an Sicherheit, wenn man sich auf einen Vergleichskörper bezieht. Man kann hierzu nach dem Vorschlag von H. Fischer⁴⁾ die „Internationalen Farbenskalen von O. Radde in Hamburg“ (Société sténochromique, Paris), die in großer und kleiner Ausgabe vor längerer Zeit erschienen ist, benutzen. Bei der Seltenheit dieses im Buchhandel längst vergriffenen Werkes wird man den Ersatz begrüßen, der in dem „Code des Couleurs“ von P. Klincksieck und Th. Valette geschaffen wurde⁵⁾. Ferner hat W. Ostwald in seinen Farbenstudien mannigfaches Vergleichsmaterial geschaffen, das auch für den Mineralogen eine sehr

¹⁾ Zeitschr. f. wiss. Mikroskop. 8. 1892. 456—458.

²⁾ Z. X. 24. 1895. 603—605; 33. 1900. 133—146.

³⁾ Z. X. 50. 1912. 231—241.

⁴⁾ N. J. 1879. 850.

⁵⁾ Code des Couleurs à l'usage des Naturalistes, Artistes, Commerçants et Industriels. 720 Echantillons de Couleurs. Paris 1908. S. auch H. J. Müller, Internationale Farbenbestimmungen. Ber. d. D. Pharmaz. Ges. 1910. 358—368; Ref. N. J. 1911. II. 162.

weitgehend^e Benutzung gestattet¹⁾. Immer aber wird man bei diesen Vergleichen mit den Farben von Radde oder von Klincksieck und Valette oder von Ostwald gewissen Schwierigkeiten begegnen, weil man bei den durchsichtigen Mineralien im Mikroskop transparente Farben sieht und bei den Tafeln die Farben mehr oder weniger im auffallenden Licht beobachtet. Diese Schwierigkeiten werden verringert, wenn man die Vergleiche mit Farben vornimmt, die sich an verschiedenen dicken Quarz-

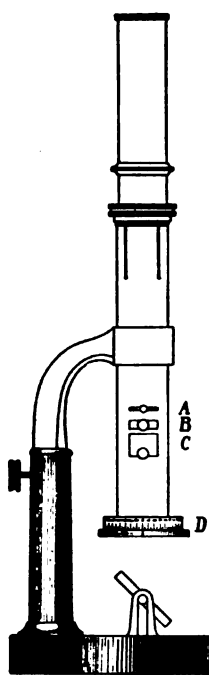


Fig. 577 a.

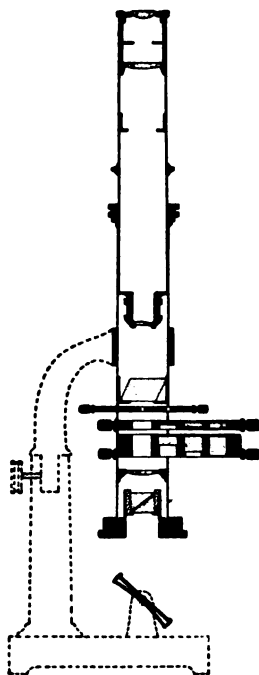


Fig. 577 b.

Kontrastchromator nach E. A. Wülfig von R. Winkel.

platten infolge der Zirkularpolarisation beobachten lassen. Ein hierauf fußender Apparat ist von L. Arons konstruiert und als Farbenweiser (Chromoskop) bezeichnet worden²⁾. Eine andere Ausführung, die aber noch die Komplementärfarben zu beobachten gestattet, möge Kontrast-

¹⁾ Unter den zahlreichen Publikationen W. Ostwalds zur eindeutigen Bestimmung der Farben seien besonders 3 Werke erwähnt: Die Farbenfibel. Mit 8 Zeichnungen und 200 Farben. Leipzig. Verlag Unesma. — Der Farbenatlas. Zirka 2500 Farben mit Gebrauchsanweisung, wissenschaftlicher Beschreibung, 13 Merkblättern und ein Anhang. Ausgabe A in 13 Kästen und Ausgabe B auf 103 Tafeln. Leipzig. Verlag Unesma. — Einführung in die Farbenlehre. Leipzig 1919. Reclams Universalbibliothek. Nr. 6041—6044.

²⁾ L. Arons, Ein Chromoskop. Annalen d Physik. (IV) 33. 1910. 799—832. Das Arbeiten mit dem Farbenweiser (Chromoskop), ebenda. (IV) 39. 1912. 545—568.

chromator genannt werden. Das Instrument ist 1914 nach des Verfassers Angaben von R. Winkel ausgeführt worden und wurde bisher noch nicht beschrieben. Ansicht und Durchschnitt zeigen die Figuren 577 a und 577 b.

Man beobachtet hier, wie bei dem Aronsschen Instrument, die Farben, die in basischen Quarzplatten im polarisierten Licht infolge der Zirkularpolarisation entstehen. Der Polarisator ist drehbar und der Analysator besteht aus einem Stück Kalkspat, das uns das Doppelbild eines im Schieber *A* liegenden Spaltes je nach dessen Breite getrennt oder aneinander- oder aufeinanderfallend darstellt, wie dies in Paragraph 41, S. 130, Fußnote 2 angedeutet ist. Durch die in zwei andern Schiebern *B* und *C* befindlichen sechs basischen Quarzplatten von 1, 2, 3, 4, 8 und 12 mm Dicke kann man bei passenden Kombinationen eine Wirkung wie bei 15 Quarzplatten von 1—15 mm Dicke erzielen. Der am Ring *D* drehbare Polarisator erzeugt dann infolge der Rotationsdispersion weitere Farbenarten, die bei dieser einfachen Vorrichtung in großer Mannigfaltigkeit und sehr glänzend auftreten.



Fig. 578.

Abbesches Okularspektroskop
von E. Leitz.

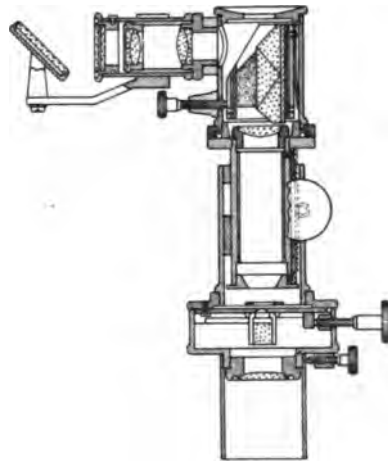


Fig. 579.

Querschnitt durch das Abbesche Okularspektroskop
von E. Leitz.

Bei durchsichtigen Mineralien von mikroskopischen Dimensionen ist die Beobachtung der Absorptionsspektren mit Hilfe des Abbeschen Okularspektroskops anzustellen. Ein solcher, auch Mikrospektroskop genannter Apparat ist in der Leitzschen Ausführung in den Figuren 578 und 579 in Ansicht und Durchschnitt abgebildet. Er wird wie ein gewöhnliches Okular in den Tubus des Mikroskops eingesetzt und mit der Schraube *M* festgeklemmt. Sein oberer Teil mit dem Dispersionsprisma

läßt sich um das Gelenk G zur Seite klappen und legt dadurch die Augenlinse des Okulars frei. Man sieht dann den in dem erweiterten Trommelteil liegenden Spalt, auf den man durch die Zahn- und Triebbewegung T scharf einstellt. Erst jetzt wird das ganze Mikroskop auf das Objekt eingestellt. Breite und Höhe des Spaltes werden durch die an der Trommel angebrachten Schrauben S_1 und S_2 reguliert. Nach Einschaltung des Oberteils sieht man an Stelle des Spaltes das Spektrum, in welchem, bei Beleuchtung mit Tageslicht, die Fraunhoferschen Linien zur Orientierung dienen.

Zur Orientierung im Spektrum bei künstlicher Beleuchtung dient das seitliche Röhrchen mit Wellenlängenskala und Spiegel B. Die Scharfeinstellung dieser Skala und die Parallelstellung ihrer Teilung mit den Fraunhoferschen Linien wird durch Bewegung der gerändelten Verschußplatte des Röhrchens bewirkt. Zur Justierung dient die Schraube P, die so bewegt wird, daß die D-Linie im Spektrum auf den Skalenteil 58,9 fällt. Die an der Skala abgelesenen Werte geben dann die Wellenlängen in Einheiten von $10\mu\mu$ an; Skalenteil 50 = $500\mu\mu$ Wellenlänge.

Die Spalttrommel trägt seitlich noch einen Hebel H, durch den ein totalreflektierendes Prisma ein- und ausgeschaltet werden kann, um die Absorptionslinien und Bänder an Flüssigkeiten und Gläsern zum Vergleich heranzuziehen. Die Flüssigkeiten werden in kleine Fläschchen gefüllt, wie dies Fig. 578 zeigt, und durch den Spiegel C beleuchtet.

Mit einem solchen Mikrospektroskop kann man z. B. an den sehr charakteristischen Absorptionsstreifen des Neodyms im Gelb und des Praseodyms im Blau den Monazit auch im Dünnschliff oder in kleinen isolierten Bruchstücken und an ähnlichen Streifen des Erbiums den Xenotim erkennen¹⁾.

153. Untersuchung auf Pleochroismus. Die Trennung der Flächenfarben pleochroitischer Kristalle in die beiden Achsenfarben zeigte Haidinger sehr elegant vermittelt des von ihm erfundenen und benannten Dichroskops, das auch als Haidingersche Lupe bekannt ist. Es besteht (Fig. 580) aus einem länglichen Calcitpaltungsstück, an das, um die Parallelverschiebung der Bilder zu vermeiden, zwei Flächen senkrecht zu den Längskanten angeschliffen sind, und das in eine beiderseits mit Metalldeckeln verschlossene Messinghülse gefaßt ist. Die Objektplatte hat eine kleine quadratische oder oblonge Öffnung, während die Okularplatte in einer größeren runden Öffnung eine auf das andere Ende einstellbare, schwach vergrößernde Linse trägt. Hält man das Dichroskop mit der Linse vor das Auge, so sieht man ein doppeltes Bild der

¹⁾ s. Allen B. Dick bei O. Derby, On the separation and study of the heavy accessories of rocks. Proc. Rochester Acad. 1. 1891. 204; ferner H. Rösler, Beiträge zur Kenntnis einiger Kaolinlagerstätten, N. J. B. B. 15. 1902. 269, der im Monazit einen Neodym- und Praseodymgehalt feststellte.

kleinen Objektöffnung; das eine entsteht durch die ordentliche, parallel der langen Diagonale der Endfläche des Calcitprismas schwingende Welle, das zweite durch die außerordentliche Welle, deren Schwingungen sich parallel der kurzen Diagonale des Prismas vollziehen. Die beiden fast gleich hellen Bilder (s. S. 80, Fußnote 1) liegen unmittelbar nebeneinander, und man erkennt das außerordentliche leicht an einerseits gelber, andererseits bläulicher Umsäumung. Um rasch bei der Untersuchung die Schwingungsrichtung eines der beiden Bilder zu erfahren, zieht man entweder das die Linse tragende Rohr heraus und orientiert sich am Querschnitt des Kalkspats oder man blickt durch die Lupe nach einer, wenn auch unvollkommen spiegelnden Fläche, wie nach dem Fußboden oder nach einer Tischplatte und erinnert sich, daß die von hier mehr oder

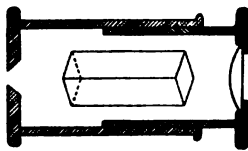


Fig. 580.
Haidingersche Lupe.

weniger linear polarisierte Welle horizontal schwingt, und daß das mit dieser Schwingung übereinstimmende Bild hell sein muß. Oder man merkt sich schließlich, daß an dem farbig gesäumten außerordentlichen Bild die Schwingungen senkrecht zu den Farbsäumen erfolgen. Auch empfiehlt schon Rosenbusch¹⁾, auf der Außenseite der Objektplatte zwei senkrechte Striche, einen längeren und einen kürzeren, parallel den entsprechenden Diagonalen des Calcits einzugravieren, wenn das Instrument eine quadratische Objektöffnung hat; ist diese oblong, so orientiert man die Seiten des Oblongs selbst nach diesen Richtungen. Ähnliche Vorschläge sind von A. Cathrein²⁾, für das vervollständigte Dichroskop von G. Halle³⁾ gemacht worden. Eine auf Liebichs Anregung erfolgte Vereinigung mit einem Spektroskop hat C. Leiß ausgeführt⁴⁾.

Sieht man nun durch das Dichroskop senkrecht zur Basis eines optisch einachsigen, durchsichtigen Kristalls, so haben beide Bilder gleiche Farbe und gleiche Intensität, wie man auch das Dichroskop um seine Achse dreht, denn in der basischen Platte pflanzt sich Licht von nur einer Art in allen Azimuten schwingend fort, das keine Absorptionsunterschiede aufweist. Dieses Licht muß bei der Zerlegung durch die Haidingersche Lupe unverändert bleiben. Blickt man dagegen durch

¹⁾ Diese Physiographie 1. Aufl. 1873. 104.

²⁾ Zeitschr. f. Instr. 16. 1896. 225.

³⁾ N. J. 1895. II. 247—248.

⁴⁾ N. J. 1898. II. 68—69.

das Dichroskop normal auf eine Prismenfläche desselben Kristalls und zwar so, daß dessen Hauptachse parallel zur langen Diagonale des Calcits im Dichroskop gestellt ist, so zeigt das ordentliche Bild die sog. Achsenfarbe der außerordentlichen Welle, das außerordentliche die sog. Basisfarbe des beobachteten Kristalls. Der Grund ist der, daß die im Kristall parallel der Hauptachse schwingenden außerordentlichen Wellen das Dichroskop mit Schwingungen parallel der langen Diagonale des Calcits durchlaufen, also das ordentliche Bild geben, während die im Kristall senkrecht zu dessen Achse schwingenden ordentlichen Wellen nun im Dichroskop in der Richtung der kurzen Diagonale schwingen, also das außerordentliche Bild beleuchten. — Dreht man das Dichroskop um seine Achse, bis die kurze Diagonale parallel der Hauptachse im beobachteten Kristall steht, so muß aus analogen Gründen nun das ordentliche Bild die Basisfarbe, das außerordentliche die Achsenfarbe zeigen. Bei der Mittelstellung von 45° müssen beide Bilder gleich gefärbt sein, weil beide, den beobachteten Kristall durchlaufenden Wellen beim Eintritt in den Calcit die gleiche Zerlegung auf die optischen Hauptschnitte desselben (seine Schwingungsebenen) erleiden.

Bei mikroskopischen Studien kann man, wie schon *Tschermak* vorschlug¹⁾, die Farben auch nacheinander beobachten, indem man in das Mikroskop nur den Polarisator einschiebt und das Präparat einer Drehung unterwirft. Die Beobachtung bei alleiniger Einschaltung des Analysators ist nicht ganz einwandfrei, weil das vom Spiegel reflektierte Licht teilweise polarisiert ist, und man also gewissermaßen zwischen gekreuzten oder parallelen Nicols beobachten würde. Eine bequeme Verbindung des Dichroskops mit dem Mikroskop, die schon *Rosenbusch* anstrebte²⁾, hat *C. Leiß* hergestellt³⁾, indem er ein beiderseits gerade abgeschliffenes Kalkspatstück in ein passend abgeändertes *Huyghens*-sches Okular einschaltete, in dessen sonstige Fadenkreuzebene die rechteckige Öffnung gelegt wird. Bei schwachem Pleochroismus kann dieses Okular dichroskop sehr nützlich werden, da man sonst das Präparat sehr schnell drehen muß, um einen Umschlag in der Farbe wahrzunehmen. Auch kann die kleine Vorrichtung zur Beobachtung der Komplementärfarbe, die oben in Paragraph 41, S. 130, Fußnote 2 erwähnt wurde, hier zweckmäßige Verwendung finden (s. auch bei Kontrastchromator S. 592). Wegen quantitativer Bestimmungen sei auf die Arbeit von *P. Ites*, Über die Abhängigkeit der Absorption des Lichtes von der Farbe in kristallisierten Körpern, Preisschrift, Göttingen 1903 und auf die dort vorhandene ausführliche Literatur verwiesen.

154. Untersuchung undurchsichtiger Mineralien. Die Sichtbarmachung der Farbe eines undurchsichtigen Minerals kann zunächst sehr

¹⁾ S. W. A. 60. 1870. 5—16.

²⁾ Diese Physiographie 1. Aufl. 1873. 105.

³⁾ N. J. 1897. II. 92.

einfach durch Pulverisieren geschehen, wie dies von alters her mit dem diagnostischen Hilfsmittel des „Striches“ ausgeführt wird. Schroeder v. d. Kolk hat diese Methode weiter ausgearbeitet und dabei gefunden, daß die Unterschiede sonst ähnlicher Strichproben deutlicher hervortreten, wenn man das in der gewöhnlichen Weise auf einer Biskuitplatte hergestellte Strichpulver mit der Ecke einer andern Biskuitplatte noch weiter ausreibt, d. h. in der Korngröße noch weiter erheblich verkleinert. Durch diesen einfachen Kunstgriff gelingt es, von Körpern, die sozusagen undurchsichtig sind, noch eine charakteristische Strichfarbe zu erhalten; reines Gold zeigt z. B. nach dem Ausreiben einen violetten Strich.

Die Farben der Mineralien im reflektierten Licht sind nur da als charakteristische Kennzeichen von Bedeutung, wo sie eine Eigenfarbe sind, und wo sich durchsichtige Blättchen nicht herstellen lassen. Dies gilt besonders von den geschwefelten und oxydischen Erzen, von denen Pyrit und Magnetkies, Magnetit und Ilmenit zu den verbreitetsten opaken Gemengteilen der Gesteine gehören. Mit solchen Körpern hat es die neuerdings weit ausgebaute Methode der Untersuchung der undurchsichtigen Stoffe im reflektierten Licht zu tun. Sie wird nach einem Vorschlag von R. Brauns auch als Chalkographie (*χαλκός* = Erz) bezeichnet. Das Prinzipielle dieser Untersuchungsmethode ist schon alt, wie die zahlreichen Konstruktionen der Vertikalilluminatoren in Paragraph 104 erkennen lassen, und wie man auch aus den Darstellungen auf dem Gebiet der Meteoritenforschung, insbesondere aus dem Atlas von Brezina und Cohen erfahren kann¹⁾. Am eingehendsten mit dieser Materie hat sich H. Schneiderhöhn beschäftigt, dessen Arbeiten auch die vollständigsten Literaturangaben enthalten²⁾. Das Wesentliche wird man in diesem prächtig illustrierten Werk finden, sodaß es hier nur einiger ergänzender Bemerkungen bedarf.

Die Metallmikroskope, wie man die Instrumente für solche chalkographische Untersuchungen meistens nennt, werden von allen größeren Mikroskopfirmen in zum Teil sehr üppiger Ausstattung hergestellt. Aber schon eine Vorrichtung von der Einfachheit, wie sie oben in Fig. 377 auf S. 380 bei den Vertikalilluminatoren beschrieben und abgebildet wurde, kann sehr weitgehenden Anforderungen genügen. Eine andere Konstruktion, die für Petrographen insofern von Interesse ist, als sie auch an großen Handstücken die Untersuchung unmittelbar auszuführen gestattet, liegt in dem „Mikroskop für Werkstoffuntersuchungen“ vor,

¹⁾ Die Strukturen und Zusammensetzung der Meteoreisen. Stuttgart 1886—1906.

²⁾ H. Schneiderhöhn, Die mikroskopische Untersuchung undurchsichtiger Mineralien und Erze im auffallenden Licht und ihre Bedeutung für Mineralogie und Lagerstättenkunde. N. J. B. B. 43. 1920. 400—438. Ferner Anleitung zur mikroskopischen Bestimmung und Untersuchung von Erzen und Aufbereitungsprodukten besonders im auffallenden Licht. Mit 154 Abbildungen und 292 S. Selbstverlag der Gesellschaft Deutscher Metallhütten- und Bergleute. Berlin 1922.

das die Firma Zeiß herstellt. Der Strahlengang in diesem Instrument ist in Fig. 581 und eine Gesamtansicht in Fig. 582 wiedergegeben.

Die Beleuchtung des für gewöhnlich horizontal liegenden Mikroskops kann entweder mit Tageslicht geschehen, wie das der Spiegel am rechten Ende der Figur 582 zeigt, oder sie kann elektrisch durch ein Schwachstromglühlämpchen von 4 Volt Spannung und 0,4 Amp. Stromverbrauch erfolgen, wie dies in Fig. 581 zu sehen ist. Zur Speisung aus der städtischen Netzspannung schaltet man einen passenden Widerstand vor. Das Licht wandert (Fig. 581) nach dem Prisma *b*, von dem es durch die

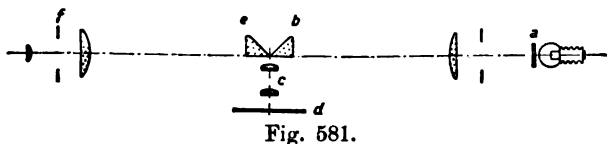


Fig. 581.



Fig. 582.

Metallmikroskop von C. Zeiß.

eine Hälfte des Objektivs *c* nach dem Erzstück *d* hinuntersteigt und nach Reflexion am Objekt *d* wieder durch das Objektiv zurückwandert, am Prisma *e* gespiegelt, nach dem Okular *f* und ins Auge gelangt. — Eine Konstruktionsidee von A. v. Inostranzeff¹⁾ erlaubt auch zartere Farbenunterschiede opaker Mineralien sicher wahrzunehmen. Das betreffende Instrument ist von verschiedenen Firmen moderner ausgestattet worden und zeigt sich in Fig. 583 und 584 in der Reichertschen, in Fig. 585 in der Metz-Leitzschen Ausführung. In dem Modell 583 hat man es mit zwei nebeneinander stehenden Mikroskopen zu tun, die ihre Objekte in derselben Weise durch Vertikalilluminatoren beleuchten. Man entfernt die Okulare und setzt dessen das Vergleichsokular ein, dessen innere Konstruktion aus Fig. 584 hervorgeht. Das von den Objektiven kommende Licht wird durch zwei totalreflektierende Prismen nach der Mitte

¹⁾ N. J. 1885. II, 94 - 96.

und hier durch zwei weitere Prismen in das gemeinschaftliche Okular geworfen. Legt man nun unter das eine Mikroskop das betreffende Mineral und unter das andere ein Vergleichsobjekt, so sieht man im

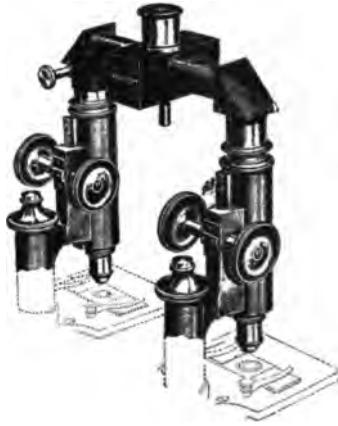


Fig. 583.

Vergleichsmikroskop nach A. v. Inostranzeff
von C. Reichert.

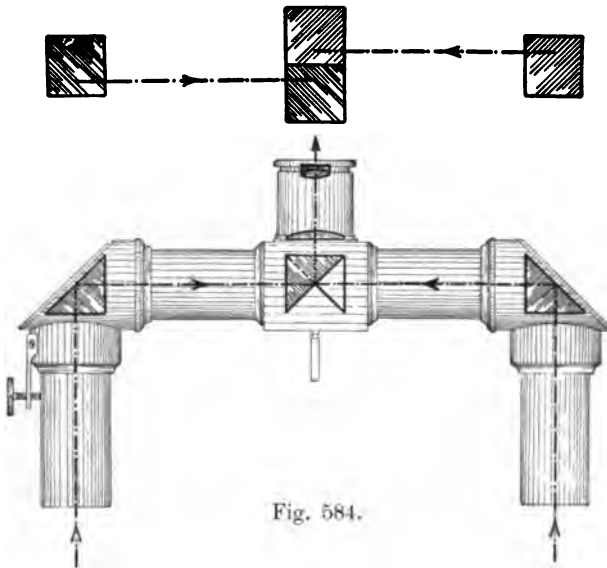


Fig. 584.

Okular ein kreisförmiges Bild, das durch eine feine Linie in der Mitte geteilt ist, und dessen eine Hälfte dem linken, dessen andere dem rechten Mikroskop angehört. Man kann auf diese Weise die Gleichheit oder Verschiedenheit der beiden Hälften erkennen. Bei der Leitzschen Konstruktion in Fig. 585, die als Vergleichsmikroskop von C. Metz be-

geschrieben ist¹⁾, werden beide Tuben durch eine gemeinsame grobe und feine Vorrichtung eingestellt. Zum Ausgleich der Abweichungen in den optischen Konstanten der beiden Objektive trägt das eine von diesen



Fig. 585.

Vergleichsmikroskop nach C. Metz
von E. Leitz.

noch eine Mikrometerschraube. Der Inostranzeffsche Gedanke ist auch wieder von W. Thörner aufgenommen worden²⁾ und ähnlich wie bei dem Leitzschen Modell zur Durchführung gekommen.

Drittes Kapitel.

Achsenwinkelapparat, Konoskop und deren Anwendung.

Erster Abschnitt.

Die Verwendung der Erscheinungen im konvergenten Licht zur Diagnose.

155. Allgemeines. Im Anschluß an die Ausführungen der Paragraphen 51 bis 62 über die Inferenzerscheinungen in konvergenten polari-

¹⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. **39**. 1922. 31–33. S. ferner C. Metz, Das Doppelmikroskop. Z. f. wiss. Mikrosk. **30**. 1913. 188–191, das die Beobachtung mit zwei Augen gestattet.

²⁾ S. E. Wychgram, Aus optischen und mechanischen Werkstätten. Z. f. wiss. Mikrosk. **29**. 1912. 367–370; s. ferner Z. f. wiss. Mikrosk. **30**. 1913. 212–213.

sierten Licht sind nunmehr die Methoden zu erörtern, nach denen diese Erscheinungen beobachtet und zur Diagnose verwendet werden. Die Wanderungen der Isogyren bei einachsigen Kristallen sind schon in den Figuren 135—139, die der zweiachsigen Kristalle in Fig. 146 illustriert, auch ist das charakteristische Verhalten der „Pendelbarre“ auf S. 180 und der „Fächerbarre“ auf S. 189 erwähnt. Vor allem aber kommt es jetzt auf die optischen Achsen in ihrer Lage zueinander und zum Kristallgebäude an. Sie sind nicht nur für die Unterscheidung der Kristallsysteme, sondern auch für die Charakterisierung der Mineralarten und für die verschiedenen Glieder einer isomorphen Gruppe von hoher diagnostischer Bedeutung. Die Ausführung geschieht mit dem Achsenwinkelapparat oder mit dem Konoskop und gestaltet sich etwas verschieden, je nach der Lage der Präparate zur Indikatrix. Man kann hiernach die Beobachtungen an Achsenpräparaten senkrecht zur spitzen oder senkrecht zur stumpfen Bisektrix trennen von den Beobachtungen an Präparaten, die schief zu einer Bisektrix liegen und von Präparaten, die auf verschiedenen Flächen je eine Achse austreten lassen.

156. Achsenpräparate senkrecht zur spitzen oder senkrecht zur stumpfen Bisektrix. Die in den Interferenzbildern zwischen gekreuzten Nicols bei Diagonalstellung erscheinenden Hyperbeln geben in ihren Scheiteln die Austrittspunkte der optischen Achsen, wie sie in Paragraph 35 näher definiert sind. Der Abstand jener Scheitel ist ein Maß für die Größe des Winkels dieser Achsen. — Es stelle M (Fig. 586) ein senkrecht zur spitzen Bisektrix B geschnittenes Achsenpräparat vor, und

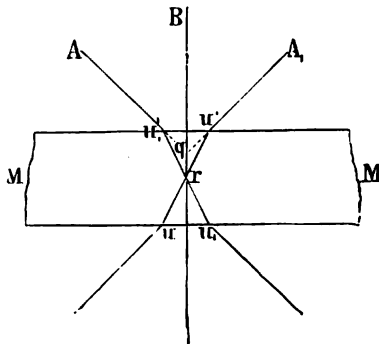


Fig. 586.

es seien $u u'$ und $u_1 u_1'$ die optischen Achsen für eine bestimmte Farbe, also $u'ru_1'$ der wahre Winkel der optischen Achsen, den man nach Des Cloizeauxs Vorschlag $2V$ (véritable) nennt. Man unterscheidet den spitzen Winkel der optischen Achsen als $2V_a$ ($a = \text{aigu}$) von deren stumpfen Winkel $u'ru_1 = 2V_o$ ($o = \text{obtus}$). Eine Wellen-

normale, die das Blättchen in der Richtung der optischen Achse uu' durchläuft, wird bei ihrem Austritt in Luft in der Richtung $u'A_1$ abgelenkt und bildet mit der Bisektrix den Winkel $A_1qB = E_a$. Ebenso wird eine in der Richtung der zweiten Achse u_1u_1' das Blättchen durchlaufende Wellennormale nach A abgelenkt und bildet mit der Bisektrix den Winkel $AqB = E_a$. Beide bilden den scheinbaren Winkel der optischen Achsen $A_1qA = 2E$ (évident). In der Richtung dieser wahren, der Beobachtung mittelbar zugänglichen optischen Achsen uu' und u_1u_1' pflanzen sich die Wellennormalen mit einer dem mittleren Vektor b entsprechenden Geschwindigkeit fort. Der Austritt erfolgt allein unter dem Einfluß des mittleren Index β , und das Snelliussche Gesetz gilt, wie schon in Paragraph 35 S. 119 gesagt, ausnahmslos, wie auch immer die Austrittsfläche gerichtet sein mag.

Die Messung des Achsenwinkels erfolgt durch Drehung des Präparats um eine senkrecht zur Zeichenebene der Figur 586 stehende Gerade, sodaß einmal das Bild der Achse A , dann das der Achse A_1 an demselben Punkt des Fadenkreuzes in einem Beobachtungsfernrohr erscheint. Nach der hierzu erforderlichen Drehung hat man aber nicht den wirklichen Winkel $2V_a = u'ru_1'$, sondern den scheinbaren Achsenwinkel in Luft $2E_a = AqA_1$ gemessen. In dem Spezialfall der Lage des Achsenpräparats, wie er in Figur 586 gezeichnet ist, hat man für den Übergang einer optischen Achse aus Mineral in Luft, da für die in Frage kommende Wellennormale $u'rB = V_a$ der Einfallswinkel, und $A_1qB = E_a$ der Brechungswinkel ist:

$$\frac{\sin V_a}{\sin E_a} = \frac{1}{\beta}; \quad \sin V_a = \frac{1}{\beta} \sin E_a.$$

Wenn die Neigung einer optischen Achse gegen die Plattennormale eine gewisse Größe überschreitet, die man als Grenzwinkel (vgl. S. 54) kennt, d. h. wenn $\sin V_a > 1/\beta$, so kann eine in der Richtung der Achse sich fortpflanzende Welle nicht mehr aus dem Blättchen in Luft austreten, sondern muß totale Reflexion erfahren. Um diese Totalreflexion zu vermeiden, umgibt man das Blättchen mit einem Medium von höherer Brechung als Luft, etwa mit Wasser, Öl, Schwefelkohlenstoff, α -Bromnaphtalin, auch wohl mit einer Jodkalium-Jodquecksilberlösung oder mit irgendeiner der S. 551 genannten Flüssigkeiten, und bestimmt nun den scheinbaren Achsenwinkel in dieser Flüssigkeit. Dieser wird nach dem besonders früher sehr häufig angewandten Öl (Huile) seit Des Cloizeaux mit $2H_a$ bzw. $2H_0$ bezeichnet. Am allerzweckmäßigsten, wenn dies die Natur des Achsenpräparats gestattet, ist als Einbettungsflüssigkeit Wasser zu wählen, weil für dieses Medium die Brechungsindizes für das ganze Spektrum und für die verschiedensten Temperaturen sehr genau bekannt sind (s. Tabelle auf nächster Seite).

Brechungsindizes des Wassers

bei 12°, 16°, 20°, 25°, 30° C, bezogen auf Luft von je derselben Temperatur, erhalten durch rechnerischen und graphischen Ausgleich aus den Beobachtungen von Baille, Brühl, Dale und Gladstone, Damien, Dufet, Fouqué, Fraunhofer, Ketteler, Landolt, Pulfrich, Rühlmann, Schütt, van der Willigen, Walter, Wüllner, wie sie in Landolt-Börnsteins Tabellen, 2. Aufl. 1894, 419, 420 aufgeführt sind.

Lichtart			Brechungsindex n des Wassers bezogen auf Luft von gleicher Temperatur				
Fraunhofersche Linie	Element	Wellenlänge λ in μ μ	12°	16°	20°	25°	30°
	K	768,5 ± 1,7	1,32934	1,32914	1,32882	1,32826	1,32765
A		761,1 ± 1,7	1,32945	1,32923	1,32892	1,32840	1,32780
a		718,8	1,33030	1,33008	1,32976	1,32926	1,32866
B		687,6	1,33097	1,33075	1,33043	1,32994	1,32934
	Li	670,8	1,33132	1,33110	1,33080	1,33030	1,32972
C	H _α	656,3	1,33167	1,33145	1,33115	1,33066	1,33008
D	Na	589,3 ± 0,3	1,33346	1,33326	1,33292	1,33242	1,33186
	Tl	535,1	1,33545	1,33520	1,33490	1,33439	1,33383
E		527,0	1,33578	1,33552	1,33522	1,33471	1,33415
F	H _β	486,1	1,33773	1,33745	1,33712	1,33658	1,33600
G'	H _γ	434,1	1,34105	1,34068	1,34035	1,33983	1,33920
h	H _δ	410,2	1,34291	1,34253	1,34218	1,34175	1,34105
H		396,9	1,34410	1,34367	1,34330	1,34294	1,34223

Die Unsicherheit bleibt bei allen Werten unterhalb ± 0,00005.

Ist der Brechungsindex n der Flüssigkeit bekannt, so ergibt sich aus der Messung von H der wahre Achsenwinkel V nach der Formel

$$\sin V_a = \frac{n}{\beta} \sin H_a.$$

Man kann diese Formel, wenn es sich um keine große Genauigkeit, also bei den Winkelwerten nicht um einzelne Minuten handelt, graphisch lösen. E. v. Fedorow¹⁾ hat schon 1896 ein Verfahren angegeben, das in den Darstellungen von V. de Souza-Brandão²⁾ und F. E. Wright³⁾ Verwendung gefunden hat. Ein anderer Weg ist in Fig. 587 angegeben⁴⁾. In dieser Figur sind die mit 10°, 20° usw. und im Abstand von je 2°

¹⁾ Z. X. 26. 1896. 246—247 und Tafel IV. S. auch W. W. Nikitin, La méthode universelle usw. 1914. Atlas, Tafel II und III.

²⁾ O novo microscopio usw., Comunicações do Serv. Geol. d. Portugal. 5. 1903. 197 und Taf. 1.

³⁾ „Methods“, 1911. 151 und Tafel 7.

⁴⁾ E. A. Wülfig, Numerische Apertur und Winkel der optischen Achsen. S. H. A. 1919. 5. Abh., 18. S.

Graphische Lösung der Gleichungen $U = \beta \cdot \sin V$ und $n \cdot \sin H = \beta \cdot \sin V$.

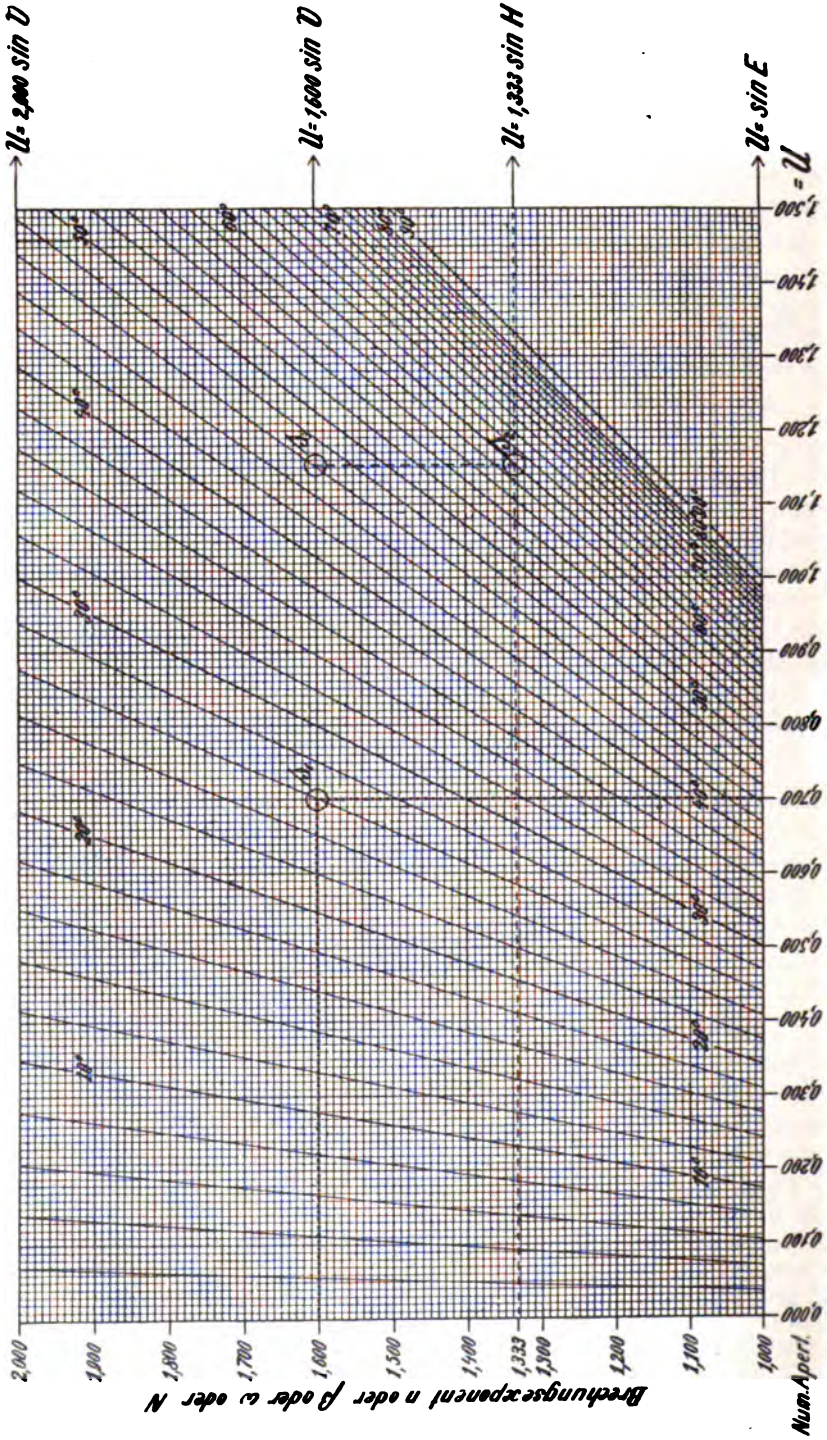


Fig. 587.

Zur Auffindung der Variablen V in der Gleichung $U = \beta \cdot \sin V$, für $U = 0,700$ und $\beta = 1,600$, wandert man auf der Ordinate 0,700 bis zur Abzisse 1,600 und findet den Schnittpunkt s_1 nahe bei der schrägen Linie von 26° ; V wird daher hier zu 26° gefunden, während die Rechnung $25^\circ 57'$ ergibt.
 Zur Auffindung der Variablen V in der Gleichung $n \cdot \sin H = \beta \cdot \sin V$, für $n = 1,333$, $H = 0^\circ$, $\beta = 1,600$, wandert man auf der Abzisse 1,333 bis zur schrägen Linie von 60° , also bis zum Punkt s_2 , und errichtet hier eine Ordinate, die die Abzisse 1,600 im Punkt s_3 schneidet. Dieser Punkt s_3 liegt ein wenig rechts von der schrägen Linie von 46° , etwa bei $46^\circ 11'$, während die Rechnung $46^\circ 11'$ ergibt.

verlaufenden schrägen Geraden die Leitlinien für die in Betracht kommenden Winkel E , H , V . Die Nullabszisse, also die untere Kante des Bildes, läßt mit Hilfe dieser Leitlinien die numerische Apertur U , die zum Winkel E gehört ($U = \sin E$), unmittelbar an den Punkten ablesen, wo eine schräge Gerade vom Wert E ihren Anfang nimmt. Ebenso findet man die numerische Apertur U einer Gleichung $U = 1,333 \cdot \sin H$ oder $U = 1,600 \cdot \sin V$ auf einer Abszisse 1,333 bzw. 1,600 usw.

Da die optischen Achsen für verschiedene Wellenlängen dispergiert sind, so findet man den Wert $2V_a$ oder $2E_a$ anders, je nachdem man den Apparat einmal mit rotem, dann mit gelbem, grünem usw. Licht beleuchtet. Die Beobachtung im weißen Licht, die bei geringer Dispersion der optischen Achsen gute Resultate geben kann, führt zu einem mittleren Wert für $2E_a$ oder $2V_a$. Stellt man die Beobachtungen und Messungen in stark dispergierenden Flüssigkeiten an, so muß man bedenken, daß die Erscheinung der Achsendispersion von den Brechungsverhältnissen sowohl des Kristalls als auch der Flüssigkeit für verschiedene Wellenlängen abhängt, und daß man aus der Verteilung der Farben im Achsenbild nicht immer unmittelbar auf die Lage der Achsen im Kristall schließen kann.

Mißt man den scheinbaren Achsenwinkel in einer Flüssigkeit von bekanntem Index an zwei Präparaten, von denen das eine senkrecht zur spitzen, das andere senkrecht zur stumpfen Bisektrix angefertigt ist, so lassen sich aus diesen beiden Messungen zwei Unbekannte ermitteln, nämlich der wahre Winkel der optischen Achsen und der mittlere Brechungsindex β . Diese von Des Cloizeaux¹⁾ zuerst benutzte Methode ist außerordentlich bequem. Der Index der angewandten Flüssigkeit sei n , dann ist nach den obigen Bezeichnungen

$$\sin V_a = \frac{n}{\beta} \sin H_a, \quad \sin V_o = \frac{n}{\beta} \sin H_o,$$

$$V_a = 90^\circ - V_o$$

und demnach

$$\operatorname{tg} V_a = \frac{\sin H_a}{\sin H_o},$$

$$\beta = n \sqrt{\sin^2 H_a + \sin^2 H_o}.$$

157. Achsenpräparate schief zu einer Bisektrix (Methode Kirchhoff). Steht die Bisektrix nicht senkrecht auf dem Blättchen, so ergibt sich der Achsenwinkel für alle möglichen Einzelfälle aus der allgemeinen Lösung des Problems durch Kirchhoff²⁾. In der stereographischen Projektion (Fig. 588) seien A und B die optischen Achsen innerhalb des Kristalls, A_1 und B_1 ihre Richtungen, wie sie bei dem Übergang aus dem

¹⁾ Manuel de Min. I. 1862. XXXVI.

²⁾ Über den Winkel der optischen Achsen des Aragonits für die verschiedenen Fraunhoferschen Linien. Pogg. Ann. 108. 1859. 571—573 oder in Kirchhoffs Ges. Abhandlungen, Leipzig 1882. 561.

Blättchen in das umgebende Medium entstehen, N und M die Plattennormale und die Bisektrix. Mit den in den Paragraphen 160 und 161 beschriebenen Instrumenten kann man die Lage der Plattennormale in N und die optischen Achsen in A_1 und B_1 beobachten. Damit erhält man die Winkel $A_1 N = a_1$, $B_1 N = b_1$ und auch $A_1 B_1 = 2 E$. Ist ferner der mittlere Brechungsindex β bekannt, so ergibt sich aus Fig. 588

$$\begin{array}{ll} \text{bei Messung in Luft} & \text{bei Messung im Medium mit Index } n \\ \sin a = \frac{\sin a_1}{\beta}, \quad \sin b = \frac{\sin b_1}{\beta}; & \sin a = \frac{n}{\beta} \sin a_1, \quad \sin b = \frac{n}{\beta} \sin b_1. \end{array}$$

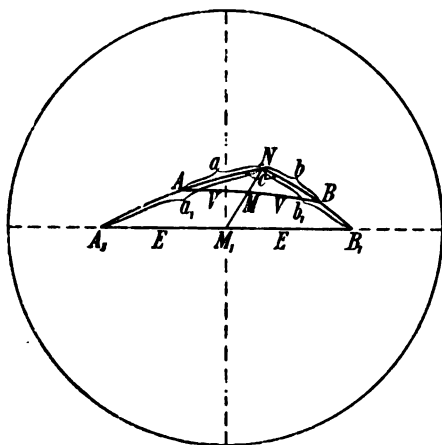


Fig. 588.

Da nun nach dem Kosinussatz

$$\cos 2 E = \cos a_1 \cos b_1 + \sin a_1 \sin b_1 \cos c,$$

$$\cos 2 V = \cos a \cos b + \sin a \sin b \cos c,$$

so folgt aus beiden Gleichungen für die in Luft ausgeführten Messungen

$$\cos 2 V = \cos a \cos b + \frac{1}{\beta^2} (\cos 2 E - \cos a_1 \cos b_1),$$

für die im Medium mit Index n ausgeführten Messungen

$$\cos 2 V = \cos a \cos b + \frac{n^2}{\beta^2} (\cos 2 E - \cos a_1 \cos b_1).$$

Man sieht, daß Beobachtung und Rechnung bei schief liegenden Präparaten viel umständlicher sind, als bei normal zur Bisektrix liegenden Blättchen, sodaß man immer nach Möglichkeit bestrebt sein wird, diese normale Lage zu erreichen. Von praktischer Bedeutung ist daher die Frage nach der Größe des Einflusses der Plattenschiefe auf das Endresultat.

Liegt das Präparat in seiner Schiefe symmetrisch zu beiden Achsen, ist also $a_1 = b_1$, so findet man — auf den ersten Blick vielleicht über-

raschenderweise — $2E$ ebenso groß wie bei einem senkrecht zur Bisektrix stehenden Präparat. Es ist nämlich in der für diesen Fall symmetrisch verändert gedachten Figur 588 ($\sphericalangle NMB = \sphericalangle NM_1B_1 = 90^\circ$):

$$\sin AM = \sin V = \sin a \sin \frac{c}{2}, \quad \sin A_1M_1 = \sin E = \sin a_1 \sin \frac{c}{2}$$

und also

$$\sin V = \frac{\sin a}{\sin a_1} \sin E = \frac{1}{\beta} \sin E.$$

Liegt aber das Präparat unsymmetrisch zu den beiden optischen Achsen, so ist der Einfluß auf die Veränderung von $2E$ am größten, wenn die Plattennormale mit der Ebene der optischen Achsen zusammenfällt, N also zwischen A und M oder B und M zu liegen kommt. Die Diskussion der Kirchhoffschen Formel durch B. Hecht ¹⁾ hat dahin geführt, daß der störende Einfluß am geringsten wird, wenn man die Messung in einer Flüssigkeit vornimmt, deren Index möglichst nahe mit β übereinstimmt. Auch bei stärkerer Abweichung von dieser Vorschrift kann, bei einer ungünstigen Plattenschiefe von 3° , der Fehler in der Bestimmung von $2V$ nur etwa $\frac{1}{6}^\circ$ betragen.

158. Beobachtung der einzelnen Achsen auf verschiedenen Flächen (Methode Tschermak und Methode Wülfing). Bei den monoklinen Pyroxenen hat G. Tschermak schon 1871 ²⁾ den Austritt der optischen Achsen A und B auf der Querfläche (100) und der Basis (001) benutzt, um den Achsenwinkel $2V$ und die Auslöschungsschiefe Σ auf der Längsfläche (010) zu ermitteln. In Fig. 589 sind diese Verhältnisse dargestellt. Nach Messung der Winkel u_1 und o_1 und nach Kenntnis des Brechungsindex β erhält man die Winkel u und o nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz. Es ist

$$\sin u = \frac{\sin u_1}{\beta} \quad \sin o = \frac{\sin o_1}{\beta}.$$

Kennt man ferner die Neigung der Querfläche gegen die Basis = β° , so folgt aus Fig. 589

$$2V = 180^\circ - \beta^\circ + o - u,$$

$$\Sigma = \frac{\beta^\circ - u - o}{2}.$$

Man kann auch den Achsenaustritt auf andern Flächen beobachten und daraus die Lage der optischen Achsen im Kristall ableiten. Dieses Verfahren läßt sich am einfachsten an zwei Beispielen erläutern. An einem Aktinolith vom Pfitschtal gelangt die nach vorne geneigte optische Achse auf einer Prismenfläche schief zum Austritt, wenn nur das Spaltungsprisma in der Breite seiner Flächen etwas unsymmetrisch, also im Querschnitt, nicht wie Fig. 590, sondern wie Fig. 591 hergestellt wird. Im

¹⁾ N. J. 1887. I. 250—261.

²⁾ T. M. M. 1. 1871. 17—46, insbesondere 21—23.

ersteren Fall würde ja die in der Symmetrieebene liegende Achse keine parallelen Ein- und Austrittsflächen haben, sondern einen prismatischen Körper durchsetzen müssen. Eine auf (110) austretende Achse wird nun bei dem hier neu beschriebenen Wülfingschen Verfahren nicht nur gegen die Normale auf $m = (110)$, sondern auch gegen die Normale auf $m' = (\bar{1}\bar{1}0)$ gemessen. Diese beiden Messungen geschehen also, um dies zu wiederholen, an ein und derselben optischen Achse, die hier nur auf der Fläche (110) zum Austritt gelangt. Man findet an dem erwähnten Aktinolith und nach der Bezeichnung der Fig. 592 bei Messung in Luft und für Na-Licht

$$\begin{aligned} A_1 \cdot m &= 72^\circ 0' \\ A_1 \cdot m' &= 41^\circ 12' \\ m \cdot m' &= 55^\circ 50'. \end{aligned}$$

Aus diesen drei Winkeln erhält man aus dem schiefwinkligen Dreieck $m \cdot m' \cdot A_1$ und dem rechtwinkligen Dreieck $m \cdot a \cdot A$

$$\begin{aligned} A \cdot a &= 23^\circ 19',4 \\ A \cdot m &= 35^\circ 45',9. \end{aligned}$$

Hieraus ergibt sich nach dem Sinusverhältnis der Winkel $A_1 \cdot m$ und $A \cdot m$ der mittlere Brechungsindex β zu

$$\frac{\sin (A_1 \cdot m)}{\sin (A \cdot m)} = \beta = 1,6273,$$

denn die optische Achse wird auch hier, um dies noch einmal zu betonen, bei dem Austritt aus der Fläche m , wie auch auf allen sonstigen Flächen, die überhaupt ihren Austritt möglich machen, nach der mittleren Brechung β abgelenkt.

Man hat also aus den beiden beobachteten Winkeln $A_1 \cdot m$ und $A_1 \cdot m'$ die Lage der optischen Achse A und den Brechungsindex β gefunden. Fügt man noch als dritte Beobachtung die an dem Spaltblättchen ohne weiteres zu messende Auslöschungsschiefe $\sigma = E m c = -13^\circ 6'$ hinzu, so erhält man, wie Fig. 592 unter Berücksichtigung der Verhältnisse in Fig. 517 erläutert, den Winkel ν und damit auch die Lage der Achse B , der Bisektrix c und der Auslöschungsschiefe $\Sigma = c c$. Zusammenfassend führen die drei optischen Beobachtungen

1. Achsenaustritt von A auf (110) gegen Normale auf (110)
2. „ „ von A auf (110) gegen Normale auf ($\bar{1}\bar{1}0$)
3. Auslöschungsschiefe auf (110),

zu den drei optischen Konstanten

$$\begin{aligned} 2\nu &= 73^\circ 43' \\ \Sigma &= -13^\circ 32' \\ \beta &= 1,6273. \end{aligned}$$

Diese neue Methode ist zu empfehlen bei Mineralien, die wie Hornblende der Präparation größere Schwierigkeiten bereiten.

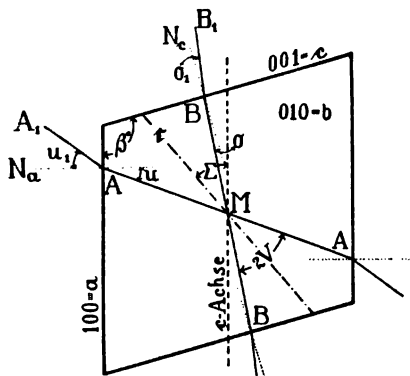


Fig. 589.

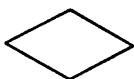


Fig. 590.

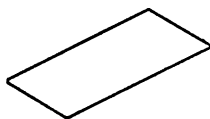


Fig. 591.

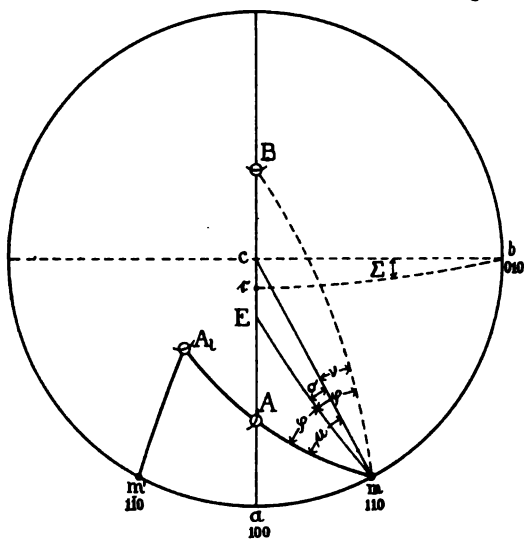


Fig. 592.

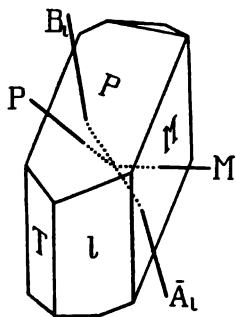


Fig. 593.

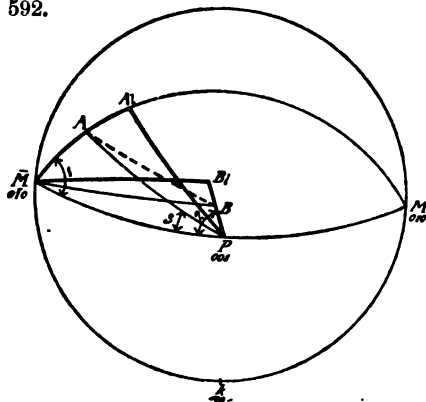


Fig. 594.

Wenn die Neigung der Achse gegen die Spaltfläche zu groß wird, um in Luft austreten zu können, so beobachtet man in Wasser oder in einer stärker brechenden Flüssigkeit. So findet man an Spaltblättchen des Spodumens in der Varietät des Kunzits von Pala, San Diego Co., Cal., bei Einbettung in α -Bromnaphtalin mit der Lichtbrechung $n = 1,658$ bei Nu -Licht

$$\begin{aligned} A_h \cdot m &= 54^\circ 24' \\ A_h \cdot m' &= 53^\circ 18' \\ m \cdot m' &= 93^\circ 18' \\ \sigma &= -22^\circ 0', \end{aligned}$$

woraus sich ergibt

$$\begin{aligned} 2V &= 69^\circ 11' \\ \Sigma &= -24^\circ 58' \\ \beta &= 1,6722. \end{aligned}$$

Diese Methode der räumlichen Festlegung der optischen Achsen durch Messung gegen zwei Flächennormalen läßt sich auch bei triklinen Kristallen anwenden¹⁾. Sie ist hier besonders zu empfehlen, weil damit manche in diesem System schwierigere Präparation von orientierten Schliften unnötig wird. Bei dieser Anwendung auf das triklone System muß man aber, was in den vorigen Fällen bei Aktinolith und Spodumen nicht erforderlich war, den mittleren Brechungsexponenten β näherungsweise, d. h. auf zwei oder höchstens drei Dezimalen kennen. Bei einem solchen Kristall ist nun erstens die Neigung der beiden in Luft austretenden optischen Achsen gegen die Normalen der Flächen, auf denen sie austreten, zu messen und zweitens die Neigung einer jeden optischen Achse gegen die Normale einer zweiten bekannten Fläche, z. B. der Fläche, auf der die andere Achse austritt, zu ermitteln. Sollten die Achsenausstritte in Luft wegen des Überschreitens des Grenzwinkels nicht erfolgen können, so hat man die Messung in einer Flüssigkeit mit bekanntem Index auszuführen. Aus diesen vier Winkeln erhält man nicht nur die Größe $2V$, sondern auch die Lage der optischen Achsen im Kristallgebäude und damit das sicherste Fundament für die ganze optische Orientierung. Zur Erläuterung der Verhältnisse, wie sie beim Anorthit auftreten, können Fig. 593 und Fig. 594 dienen. Die optischen Achsen A und B treten in Luft in der Richtung A_1 und B_1 auf den Flächen \bar{M} und P aus und werden nun wieder durch je zwei Winkel räumlich festgelegt. Diese vier zu messenden Winkel sind in Fig. 594 stark ausgezogen.

¹⁾ E. A. Wülfing, Über eine neue Methode zur Orientierung der Plagioklase. Z. X. 36. 1902. 403—407. H. Dufet hat schon ähnliche Versuche an Spaltblättchen von Kaliumbichromat angestellt. Er legte die Plattennormalen auf einem etwas umständlichen Wege durch Beobachtung der Grenzen der Totalreflexion fest, mußte also in einer Flüssigkeit beobachten, die den Kristall an Lichtbrechung übertraf. Sein Instrument erlaubte keine unmittelbare Beobachtung der Plattennormale. Bull. Soc. Min. Fr. 13. 1890. 341—353, insbesondere 342—343. — S. auch die optische Untersuchung des Anorthits vom Vesuv bei J. Kratzert l. c. (s. o. S. 510, Fußnote 20).

\overline{MA}_l	ist der Winkel der auf M in Luft austretenden Achse A gegen die Normale auf \overline{M} .
PA_l	" " " " " \overline{M} " " " " A " " " " P.
\overline{MB}_l	" " " " " P " " " " B " " " " M.
PB_l	" " " " " P " " " " B " " " " P.

Da auch für triklone Verhältnisse, wie überhaupt ganz allgemein für alle Wellennormalen in der Richtung der optischen Achsen, das Snelliussche Gesetz gilt, so liegen Einfallslot (\overline{M}), optische Achse im Kristall (A) und optische Achse in Luft (A_l) in einer Ebene, der Bogen MAA_l ist ein größter Kreis, und es folgt

$$\sin \overline{M} A = \frac{\sin M A_l}{\beta}$$

und analog

$$\sin P B = \frac{\sin P B_l}{\beta}$$

Für die weitere Rechnung zur Ermittlung des Winkels A B kann man sich etwa an folgende Disposition halten :

- In $\triangle \overline{M} A_l P$ gegeben drei Seiten, gesucht Winkel bei \overline{M} (\sphericalangle 1).
- " $\triangle \overline{M} B_l P$ " " " " " " " P (\sphericalangle 2).
- " $\triangle \overline{M} A P$ " zwei " und eingeschlossener Winkel bei \overline{M} , gesucht Seite AP und Winkel bei P (\sphericalangle 3).
- " $\triangle A B P$ " " " und eingeschlossener Winkel bei P (\sphericalangle 2—3), gesucht Seite A B = 2 V.

Diese Methode der Orientierung im konvergenten Licht mit Hilfe des Achsenwinkelapparates hat gegenüber den Beobachtungen der Auslöschungsschiefen, also der Anwendung des parallelen Lichtes, den Vorzug der größeren Genauigkeit. Man kann bei allen einigermaßen durchsichtigen Kristallen die optischen Achsen bis auf wenige Minuten räumlich festlegen.

Zweiter Abschnitt.

Achsenwinkelapparat und Konoskop.

159. Der Fernrohrstrahlengang bei Beobachtung der Interferenzerscheinungen im konvergenten Licht. Die Figuren 115, S. 161 und 124, S. 171 lassen erkennen, daß die Interferenzerscheinungen, wie sie uns in den Figuren 133, S. 178 oder 141, S. 182 oder in ähnlichen Abbildungen entgegnetreten, auf einem Strahlengang beruhen, der dem eines Fernrohrs, nicht eines Mikroskops vergleichbar ist. Denn die eintretenden Strahlen DC und $D_1 C_1$ und die austretenden Strahlen BA und $B_1 A_1$ in Fig. 115 sind je untereinander parallel und werden durch einen

optischen Mechanismus erzeugt, wie er in Fig. 595 schematisch dargestellt ist. Hier entsteht aus einem leuchtenden Punkt O und seiner Kugelwelle K durch eine in Brennweite aufgestellte Sammellinse L ein Bündel paralleler Strahlen und eine senkrecht dazu liegende ebene Welle W . Umgekehrt wird das von einem fern gelegenen Gegenstand in der Fadenkreuzebene eines auf Unendlichkeit¹⁾ eingestellten Fernrohrs entworfene Bild durch Lichtstrahlen erzeugt, die als ebene Wellen in das Fernrohr eintreten.

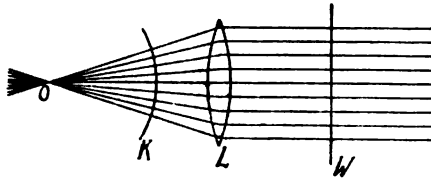


Fig. 595.

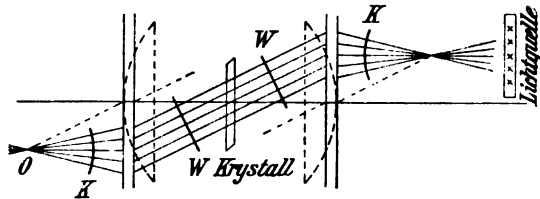


Fig. 596.

¹⁾ Man arbeitet in der Kristalloptik nur mit Fernrohren, die auf Unendlichkeit eingestellt sind, wobei allerdings das Maß des Unendlichen eine starke Einschränkung erfährt. Es genügt nämlich meistens, wenn die Entfernung des Gegenstandes das 50 bis 100fache der Brennweite beträgt, wie dies o. S. 282 schon empfohlen wurde. Bei Fernrohrobjektiven mit sehr kleinen Brennweiten, wie bei den zu Fernrohren benutzten Objektiven der Mikroskope, genügt es also vollkommen, ein Objekt in wenigen Metern Entfernung anzuvisieren, um sagen zu können, das Fernrohr sei auf Unendlichkeit eingestellt. Nennt man A die Objektweite, B die Bildweite und F die Brennweite einer Linse, so ist nach Paragraph 89, S. 268, Formel (12)

$$B = \frac{A \cdot F}{A - F}.$$

Nach dieser Formel berechnet, lauten bei einer Linse von 10 mm Brennweite die Abstände

F	A	B
10 mm	50 F = $\frac{1}{2}$ m	10,20 mm
10 „	100 F = 1 „	10,10 „
10 „	1000 F = 10 m	10,01 „

Bei 50-, 100- und 1000-fachem Brennweitenabstand liegen die Bildpunkte also nur 0,20, 0,10 und 0,01 mm hinter der wahren Brennebene.

Überträgt man diese Verhältnisse eines Fernrohrstrahlenganges auf Vorgänge, wie sie in Fig. 124, S. 171 auf einer Seite der Kristallplatte für zwei Neigungen und in Fig. 596 beiderseits der Kristallplatte aber nur für eine Neigung abgebildet sind, so sieht man, wie die ebenen Wellen W und W' rechts aus einer Kugelwelle K hervorgehen und links in eine Kugelwelle K zurückverwandelt werden. Es muß daher bei der Erzeugung der Erscheinungen im konvergenten Licht beiderseits der Kristallplatte je ein optischer Mechanismus angebracht werden, der dem Fernrohrstrahlengang vergleichbar ist. Der eine Mechanismus dieser Art für die Beleuchtung wird der Kondensor, der andere für die Beobachtung wird das Fernrohr des Achsenwinkelapparates genannt.

Wie nun bei einem Fernrohr das reelle Bild eines entfernten Gegenstandes in der Brennebene des Objektivs liegt, so erfahren bei dem Fernrohr eines Achsenwinkelapparates die Interferenzerscheinungen ihre schärfste Abbildung ebenfalls in jener Brennebene. Die einzelnen Punkte eines solchen Interferenzbildes werden, wie gesagt, durch Strahlen erzeugt, die je untereinander parallel aus der Kondensorlinse aus- und in das Objektiv eintreten. Es ist zu betonen, daß diesen Parallelismus nur die zu einem einzigen Bildpunkt gehörenden Strahlen aufweisen, daß aber verschiedene Bildpunkte von sehr verschieden gerichteten Lichtbündeln — nicht Lichtbüscheln — herkommen (s. S. 138, Fußnote 1). Nur die Gesamtheit des in den Kristall eintretenden Lichtes macht den Eindruck eines Büschels, weil man die einzelnen mehr oder weniger fadenförmigen Lichtbündel wegen ihrer Dünne nicht mehr erkennt. So breit wie in Fig. 596 können ja die den Kristall durchsetzenden Lichtbündel nur bei sehr großen Lichtquellen (Wolkenlicht) werden. Von dieser Anordnung der Strahlen rührt die irreführende und auch tatsächlich oft mißverständene Bezeichnung der Beobachtung im konvergenten Licht her. Je stärker nun diese verschiedenen, vom Fernrohr noch aufgenommenen Lichtbündel gegeneinander geneigt sind, umso größer ist die Apertur des Fernrohrs, und umso größer ist der kegelförmige Raum, innerhalb dessen die Interferenzerscheinungen überblickt werden. Will man also in den Kristallen diese Erscheinung innerhalb eines großen Winkelraums überschauen, so muß man lauter Bündel von parallelen Lichtstrahlen in sehr verschiedenen Richtungen durch den Kristall schicken oder die Kristallplatte vor ein Fernrohr von großer Apertur bringen. Apertur und Vergrößerung stehen bei den Fernrohren im allgemeinen in umgekehrtem Verhältnis. Wenn man daher zuweilen Winkelräume von 120° übersehen will, so muß man Fernrohre von sehr schwacher Vergrößerung oder anders ausgedrückt von sehr starker Verkleinerung anwenden. Man kann ebensogut von der Vergrößerung $\frac{1}{2}$, wie von der Verkleinerung 2 sprechen, soll aber letztere nicht etwa, wie das manchmal geschehen ist, als eine negative Vergrößerung 2 bezeichnen. Man verwendet bei kristalloptischen Untersuchungen oft Fernrohre von 120°

Apertur und 50facher und noch stärkerer Verkleinerung. Sie haben mit den gewöhnlichen Fernrohren wenig Ähnlichkeit und verdienen daher zweckmäßigerweise — noch dazu, wenn sie mit Polarisatoren verbunden sind — eine besondere Bezeichnung. Sehr geeignet und auch recht verbreitet ist der von Tschermak eingeführte Name Konoskop¹⁾.

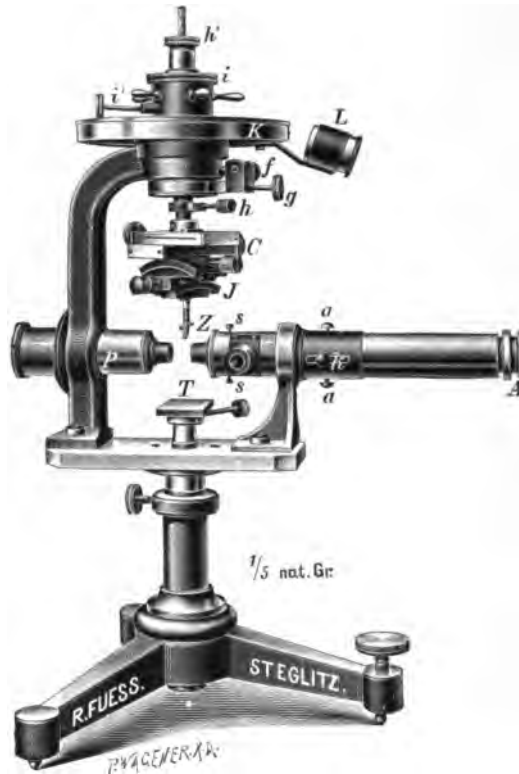


Fig. 597.

Achselwinkelapparat nach E. A. Wülfig von R. Fueß.

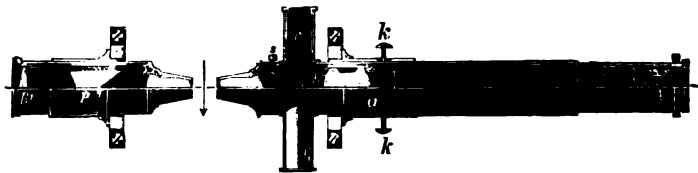


Fig. 598.

Fernrohr und Kollimator des Achselwinkelapparats nach E. A. Wülfig von R. Fueß.

¹⁾ Der früher von mir vorgeschlagene Name „Konometer“ (S. H. A. 1911, 3. Abh., S. 1, Fußnote 1) für Konoskope, die zur quantitativen Bestimmung der Lage der optischen Achsen der Kristalle dienen, ist besser zu streichen, weil man mit den Konoskopen auch häufig Messungen ausführt.

160. Achsenwinkelapparat. Die Aufgaben, die der Kristalloptiker nach den Paragraphen 157 und 158 experimentell lösen soll, verlangen die Einstellung nicht nur der optischen Achsen, sondern auch der Flächennormalen. Hierzu eignet sich der in Fig. 597 und 598 abgebildete Wülfingsche Achsenwinkelapparat.¹⁾ Die mechanische Anordnung ist die gleiche, wie bei andern Konstruktionen dieser Art, nur ist der Limbusträger auf einen Arm links beschränkt, um die Zentrier- und Justierschrauben C und J mit der das Präparat haltenden Zange Z leichter erreichen zu können. Schraube h' dient zum Senken und Heben des Zentrierkopfes, und h zur Fixierung in einer bestimmten Höhe. l' klemmt die Zentrierkopfachse an den durch die Kappe K geschützten und durch die Lupe L ablesbaren Limbus, dessen grobe Bewegung am Speichenrad oben und dessen Feinstellung durch die Schrauben f und g erfolgt.

Wesentlich neu — wenn auch nicht im Prinzip, wie der Vergleich mit der Amici-Bertrandschen Methode im allgemeinen und dem Voigt & Hochgesang'schen Konoskop (Fig. 388 und S. 391) im besonderen zeigt, — ist die optische Einrichtung des Fernrohrs, das mit seinem Beleuchtungsrohr in Fig. 598 in teilweise aufgeschnittenem Zustand dargestellt ist. Das Objektiv, dessen Fokalebene zwischen den Schrauben s (s. auch Fig. 597) liegt, besteht aus einer einzigen verkitteten, achromatischen und aplanatischen Linse, die sich nur in dem vorne kegelförmig abgeschliffenen Rand von der in Fig. 285 abgebildeten Lupe unterscheidet; es sind also nicht mehrere Linsen hintereinander gesetzt, wie bei allen etwas stärkeren Mikroskopobjektiven oder bei vielen andern Achsenwinkelapparaten. Dadurch verliert man, da auch der aplanatische Charakter der Linse einigermaßen gewahrt bleiben sollte, erheblich an Gesichtsfeld, gewinnt indessen wieder bedeutend an freiem Objektabstand und kann sich vor allem mit Vorteil der Gauß'schen Methode der Autokollimation zur Einstellung der Plattennormale bedienen. Zu diesem Ende ist ein Querrohr rr_1 (Fig. 598) angebracht, das auf der einen Seite ein innen schräg abgeschnittenes Röhrchen mit dem unter 45° geneigten Gauß'schen Spiegelglas, auf der andern Seite eine Kappe trägt. Nach Entfernung der Kappe fällt von einer seitlich aufgestellten Lampe Licht auf das Spiegelglas, geht am Fadenkreuz vorbei durch Brennebene und Objektiv und wird bei Normalstellung der Kristallplatte in sich selbst zurückgeworfen, sodaß direkt gesehenes und gespiegeltes Fadenkreuz zur Deckung kommen. — Rechts vom Gauß'schen Spiegel in Fig. 598 liegt eine dicke, ebenfalls aus verkitteten Gläsern bestehende Linse h , die durch die Griffknöpfchen a von einem Ende des Rohrs zum andern verschoben werden kann. In der durch Fig. 598 dargestellten

¹⁾ E. A. Wülfing, Die Theorie der Beobachtung im konvergenten Licht und Vorschläge zur Verbesserung der Achsenwinkelapparate. N. J. B. B. 12. 1898. 405—446 und 4 Tafeln; E. A. Wülfing, Über die Konstanten der Konometer. S. H. A. 1911, 3. Abh., 12 S.

Lage entwirft diese Linse von einer in der Ebene ss auftretenden Erscheinung ein vierfach vergrößertes Bild in der Ebene der Okularblende, und bei Verschiebung nach der rechten Seite in der Nähe des Okulars o wird eine solche Erscheinung viermal verkleinert. Wenn also, wie aus den übrigen Linsenmaßen hervorgeht, in dem ersten Fall die Kombination von Objektiv, Hilfslinse und Okular ein etwa zweifach vergrößerndes Fernrohr darstellt, so gibt sie im andern Fall ein solches von achtfacher Verkleinerung; und bei mittlerer Lage jener Linse h , die auch eine Verschiebung des Okulars notwendig macht, erhält man alle zwischen 2 und $\frac{1}{8}$ liegenden Vergrößerungen. Man kann sich auf diese Weise innerhalb weiter Grenzen der Güte eines Interferenzbildes anpassen. — Die Knöpfchen k dienen zur Verschiebung des ganzen Tubus und erlauben den Kristall auch mikroskopisch zu betrachten. B ist eine Beleuchtungslinse, P der Polarisator, A der Analysator, T ein Tischchen zum Aufsetzen eines planparallelen Gefäßes zur Beobachtung der Achsenbilder innerhalb einer Flüssigkeit.

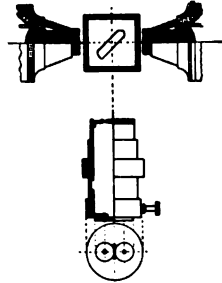


Fig. 599.

Seitenkollimator am Wülfigschen Achsenwinkelapparat.

Bei sehr kleinen und schlecht spiegelnden Kristallen hat es sich als zweckmäßig erwiesen, die Autokollimation durch die Verwendung eines kleinen rechtwinklig zum Fernrohr liegenden Seitenkollimators zu ersetzen. Dieser Kollimator ist in der aus älterer Zeit stammenden Fig. 597 noch nicht angebracht, kann aber in seiner Anordnung aus Fig. 599 erkannt werden. Der Gaußsche Spiegel ist damit nicht überflüssig geworden, weil er nach wie vor dazu dient, das Fernrohr senkrecht zur Achse des Limbus K einzustellen. Die nötigen Korrekturen werden am Fadenkreuz mittelst der Schrauben s vorgenommen. Auch wird mit dieser Autokollimation die Wandung des Glastroges genau senkrecht zum Fernrohr eingestellt.

Bei dicken Platten, bei denen viele Lemniskaten entstehen, kann man auch mit einem wenig verkleinernden Fernrohr beobachten. Hier ist sogar ein mit Nicolschen Prismen versehenes Websky-Fueßches Goniometer als Achsenwinkelapparat ausgezeichnet zu verwenden. Selbst 1 mm schmale Präparate, wenn sie nur dick genug sind, eignen sich zur

Messung mit einem solchen Instrument. Will man in Flüssigkeit beobachten, so muß man die Apparatur von Brögger-Ramsay¹⁾ anwenden und den Kristall durch einen passend gebogenen Bügel von oben her in das Flüssigkeitsgefäß eintauchen.

Einen Achsenwinkelapparat mit zwei Kreisen hat C. Viola²⁾ angegeben.

161. Konoskop. Ähnlich dem Achsenwinkelapparat stellt auch das Konoskop ein mit Polarisatoren versehenes Fernrohr dar, das nur in seinen Aperturverhältnissen bedeutend gesteigert ist. Man will mit einem solchen Konoskop die Veränderungen der Lichtbewegungen erkennen, die bei sehr verschiedenen Neigungen der Strahlen durch eine Kristallplatte entstehen. Man will also die Erscheinungen, die etwa innerhalb eines Kegelraumes von 120° und mehr auftreten, auf einmal überblicken. Auch hier ist, wie bei dem Achsenwinkelapparat, für jeden Punkt des Bildes der parallele Strahlengang oder der Fernrohrstrahlengang durch die Kristallplatte erforderlich. Fernrohre mit solchen Objektiven wurden in den fünfziger Jahren des vorigen Jahrhunderts von J. G. C. Nörrenberg konstruiert und in ihrem Strahlengang von E. Reusch³⁾ beschrieben; sie heißen gewöhnlich, wenn sie mit Polarisatoren verbunden sind, Polarisationsinstrumente. Ihre Objektive pflegen oft sehr grob aus nur drei bis vier hintereinander geschalteten plankonvexen Linsen zu bestehen, die hauptsächlich eine sehr große Apertur besitzen. Will man nun aber die Beobachtung im konvergenten Licht mit der im parallelen Licht am gleichen Objekt verbinden und abwechselnd teleskopischen und mikroskopischen Strahlengang anwenden, will man also jetzt das Achsenbild beobachten und gleich nachher jene Teile eines Kristalls erkennen, die dieses Achsenbild hervorgerufen haben, so eignen sich hierzu die Linsensätze der Nörrenbergschen Polarisationsinstrumente nicht gut. Dagegen hat man in den Objektiven der Mikroskope Linsenkonstruktionen, die sich für solche kristalloptischen Beobachtungen sowohl als Mikroskopobjektive wie als Fernrohrobjektive vortrefflich verwenden lassen und die sich sogar besonders empfehlen, weil sie zum Teil über ganz enorme Aperturen verfügen. In den Figuren 600, 601, 602 sind drei solcher Objektive mit Gesichtsfeldern von 10° , 30° und 120° schematisch dargestellt. Ihre Aequivalentbrennweiten betragen 32 mm, 9 mm und 5 mm, ihre freien Objektstände messen — bei einer Tubuslänge von 160 mm — 40 mm, 4 mm und 0,6 mm, ihre objektiven Sehfelder (s. § 101. S. 342) haben einen Durchmesser von 6 mm, 2 mm und 0,5 mm. Gesichtsfeld und Sehfeld stehen, wie man aus den Zahlen erkennt, in annähernd umgekehrtem Verhältnis; die starken Systeme, die

¹⁾ Z. X. 12. 1887. 209—221.

²⁾ C. Viola, Über ein Universalinstrument für Kristallographie. Z. X. 28. 1897. 165—168.

³⁾ Sitzungsbericht der 34. Versammlung d. Deutsch. Naturf. u. Ärzte 1858. 160—163; s. ferner E. A. Wülfings Darlegungen in N. J. B. B. 12. 1898. 409—414.

als Fernrohrobjektive einen großen Winkelraum beherrschen, lassen als Mikroskopobjektive nur eine kleine Fläche überblicken. Zum Vergleich der Größe der Gesichtsfelder können noch die unteren Teile der Figuren 600, 601, 602 dienen, die ein und dasselbe Achsenbild unter Objektiven von verschiedener Apertur zeigen sollen. Trockensysteme haben meistens kein größeres Gesichtsfeld als 116° , 128° , 144° oder eine numerische Apertur von 0,85, 0,90, 0,95. Immersionssysteme lassen bei ihrer größeren bis zu 1,40 gehenden numerischen Apertur entsprechend

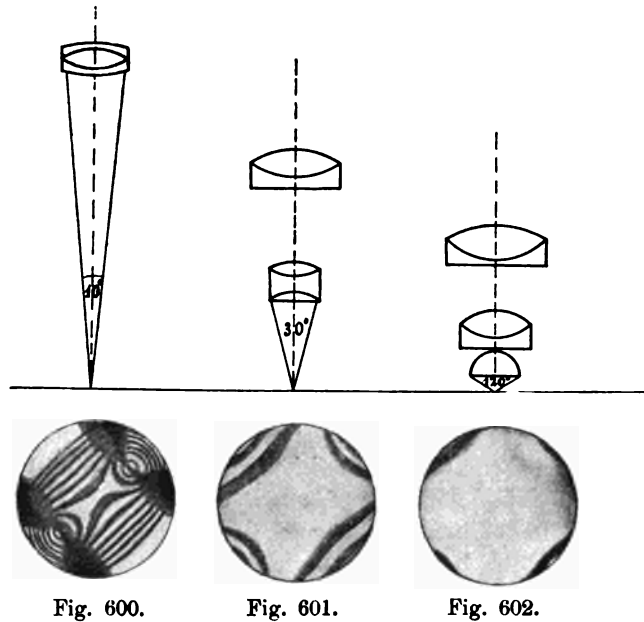


Fig. 600.

Fig. 601.

Fig. 602.

größere Winkelräume überschauen, worüber die Tabelle auf S. 358 Aufschluß gibt. Da diese Immersionen aber kostbar sind und auch wegen der zarten Fassung ihrer Frontlinse eine sehr vorsichtige Behandlung verlangen, so hat man nach dem Prinzip dieser Immersionen Systeme von etwas größeren Ausmaßen, also derberer Ausführung konstruiert, die zwar in der Güte der mikroskopischen Abbildung den eigentlichen Immersionssystemen nicht gleichwertig sind, aber als Fernrohrobjektive von großer Apertur im Konoskop ausgezeichnetes leisten. Mit den alten Konstruktionen dieser Art, den sogenannten α -Bromnaphthalin-Immersionen, ist nicht viel anzufangen, weil sie wegen eines zu kleinen freien Objektabstandes überhaupt keine brauchbaren mikroskopischen Bilder geben: mit einer Winkelschen Neukonstruktion, die als Achsenwinkel-Immersionssystem (Awi-System) eingeführt ist¹⁾, gelingt dies aber sehr gut.

¹⁾ E. A. Wülfing, Ein neues Polarisationsmikroskop usw. Abh. Heidelb. Akad. Wiss. 1918, 6. Abh., S. 45—50.

Ein solches System hat bei Verwendung von α -Bromnaphthalin als Immersionsflüssigkeit die numerische Apertur 1,52. Seine Äquivalentbrennweite mißt 3,7 mm, sein freier Objektstand 0,39 mm; es ist allen andern zu konoskopischen Zwecken dienenden Systemen weit überlegen. Ein Trockensystem, das in seinen abbildenden Qualitäten ebenfalls nicht mit den richtigen Objektiven wetteifern kann, das aber wieder etwas kräftiger gebaut ist und daneben eine für solche Systeme hohe numerische Apertur 0,95 besitzt, hat E. Bertrand angegeben¹⁾.

Bei Anwendung der Immersionen muß man sich des in Fig. 325 S. 346 dargestellten Sachverhaltes erinnern, wonach in das Objektiv nur Strahlen eintreten können, die auch vom Beleuchtungsapparat aus in die Kristallplatte hineingeschickt werden. Für die schwachen Objektive genügt auch eine schwache Kondensorlinse zur Beleuchtung; für die stärkeren Systeme müssen weitere Linsen eingeschaltet werden, wie dies durch die mannigfachen in Paragraph 104 beschriebenen Kondensoren mit Wechsellvorrichtungen geschieht. Zu der α -Bromnaphthalin-Immersion gehört also auch ein entsprechend starker Kondensor, der bei höchster Ausnützung durch α -Bromnaphthalin mit dem zwischen hoch brechenden Gläsern eingeschalteten Präparat verbunden wird.

162. Umwandlung des Mikroskops zum Konoskop. Wenn man den in Paragraph 159 erläuterten Fernrohrstrahlengang auf die Optik des Mikroskops sinngemäß bezieht, so wird man zu allererst das Interferenzbild in der Brennebene des Objektivs suchen. Dieses in Fig. 603 und 604 mit $J_2 N_2$ bezeichnete Bild möge das primäre Interferenzbild genannt werden. Es kann so lange nicht gesehen werden, als das Okular sich im Tubus befindet; denn dieses Okular ist ja nicht auf eine Bildebene in der Gegend des Objektivs, sondern in der Nähe des oberen Tubusrandes eingestellt. Man zieht daher, um jenes Interferenzbild in der Tiefe des Tubus zu erblicken, das Okular heraus und sieht — nach Einschaltung eines Analysators — mit bloßem Auge in den Tubus hinein. Diese Methode ist zuerst von A. v. Lasaulx beschrieben worden²⁾. Um bei häufigem Wechsel zwischen mikroskopischer und konoskopischer Beobachtung die jedesmalige Entfernung des Okulars zu vermeiden, hat F. E. Wright unter dem Okular einen Schieber mit zwei totalreflektierenden Prismen angebracht, die nach Einschaltung nur eine kleine seitliche Bewegung des Auges verlangen, um das Interferenzbild in der Tiefe des Tubus zu sehen³⁾.

Zur Beobachtung des Interferenzbildes ist man keineswegs auf die Brennebene des Objektivs beschränkt, man kann ebensogut irgend eine

¹⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 8. 1885. 377—378.

²⁾ N. J. 1878. 377—380. Diese v. Lasaulxsche Methode wird zuweilen mit der Kleinschen verwechselt, s. nächste Seite.

³⁾ Am. Journ. 22. 1906. 19—20. Ref. N. J. 1907. II. 3.

hierzu konjugierte Ebene wählen. Dazu läßt C. Klein¹⁾ das Mikroskop ganz unverändert und betrachtet das in Fig. 603 mit $J_3 N_3$ bezeichnete

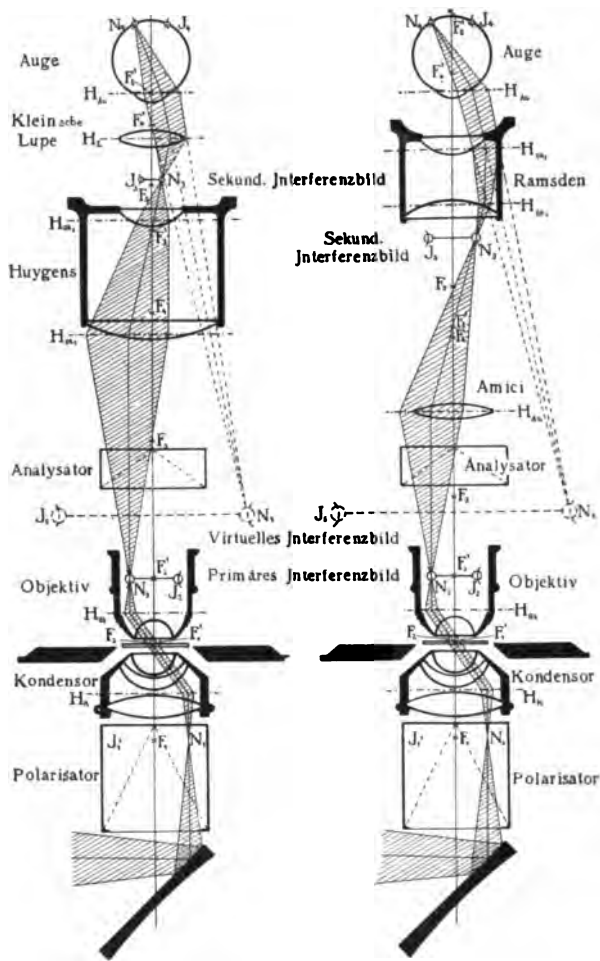


Fig. 603.

Fig. 604.

¹⁾ Nachr. K. Ges. Wiss. Gött. 14. 1878. 451; ferner Festrede im Namen der Georg-Augusts-Universität zur Akademischen Preisverteilung am 4. Juni 1886, gehalten von C. Klein, S. 27; S. B. A. 1893. Anm. 4 und 226; E. v. Wolff hat in seinem Nekrolog Carl Klein (Zentralbl. f. Min. usw. 1907. 644) die Lasaulx'sche, Klein'sche und Bertrand'sche Methode nicht getrennt und die Priorität für C. Klein in Anspruch genommen. Jedenfalls hat A. v. Lasaulx seine Methode zuerst veröffentlicht, ohne daß man weiß, wie lange er sie schon vorher gekannt hat. Daher kann man nicht wohl, wie dies E. Cohen (Zusammenstellung petrogr. Untersuchungsmeth. 1884, S. 12, Fußnote 1) getan hat, von einer Klein-Lasaulx'schen Methode reden und dieses umso weniger, als es sich um zwei verschiedene Methoden handelt.

konjugierte Interferenzbild, das man sekundäres Interferenzbild nennen kann. Zu seinem Erkennen darf man nun aber nicht in der üblichen Weise in das Mikroskop blicken, — dann läge ja dieses Bild unmittelbar am Auge — man muß vielmehr die nötige deutliche Sehweite oberhalb des Okulars einhalten oder sich einer Lupe bedienen. Dazu verwendet Klein ein zweites Huygenssches Okular (s. § 97, S. 311), das er umgekehrt auf das Okular des Mikroskops aufsetzt.

Bei der Lasaulx'schen und bei der Kleinschen Methode beobachtet man mit sehr stark verkleinernden Fernrohren. Das Maß dieser Verkleinerung erhält man bei der Lasaulx'schen Methode sehr einfach durch Division der Brennweite der Objektive in den Abstand des Auges vom primären Interferenzbild. Man beobachtet also bei den verschiedenen Trocken- und Immersionssystemen mit Fernrohren von 50 bis 125facher Verkleinerung, denn die Brennweiten der hier meistens gebrauchten Systeme liegen zwischen 5 und 2 mm und sind demnach 50 bis 125 mal kleiner als die deutliche Sehweite. Bei der Kleinschen Methode arbeitet man mit bald noch stärkeren, bald auch geringeren, im ganzen aber doch ähnlichen Verkleinerungen. Das sekundäre Bild ist kleiner als das primäre, wird aber durch die Lupenwirkung des umgekehrten Okulars wieder vergrößert.

In vielen Fällen ist eine solche Verkleinerung ganz erwünscht, da infolge der Dünne der Kriställchen die Interferenzerscheinungen so verwaschen sind, daß sie nur bei starker Zusammenschumpfung des ganzen Bildes einigermaßen gut unterscheidbare Einzelheiten erkennen lassen; in anderen Fällen aber ist eine Vergrößerung der Interferenzbilder von Vorteil, die man auf verschiedenen Wegen zu erreichen versucht hat. So verwenden H. Laspeyres und C. Leiß¹⁾ eine Linse, die sie in den Mikroskoptubus an Stelle des Okulars, aber tiefer als dieses, hineinsenken, und die von ihnen derart berechnet ist, daß sie als einfache Lupe wirkt, wie dies bei den Nörrenbergschen Polarisationsinstrumenten von alters her gebräuchlich ist. Für eine solche Anordnung liegen aber die Verhältnisse hier insofern nicht sehr günstig, als der durch die Lupe zu vergrößernde „Gegenstand“, nämlich das Interferenzbild, sehr weit vom Auge entfernt liegt, und man daher keine starke Vergrößerung erzielen kann (s. Fig. 277 S. 308). Senkt man die Lupe etwa 7 cm tief von oben in den Tubus, wie das bei manchen Mikroskopen geschieht, so muß sie für ein normales Auge eine Brennweite von 470 mm haben, um eine etwa $1\frac{1}{2}$ fache Vergrößerung des primären Interferenzbildes zu geben.

Sind dies die günstigsten Verhältnisse, oder läßt sich durch eine andere Lupe in einer im Mikroskop leicht anzubringenden anderen Stellung eine stärkere Vergrößerung erzielen? In den Figuren 276 und 277 auf S. 308 wurde gezeigt, daß bei einer Lupe von gegebener Brennweite die stärkste Vergrößerung durch Nahebringung der Lupe an das Auge er-

¹⁾ Z. X. 4. 1880. 460. 25. 1896. 380.

halten wird; hier aber ist nicht die Lupe, sondern der Abstand des Objekts vom Auge vorgeschrieben. Dieser Abstand, der nach den Buchstaben in den Figuren 276 und 277 gleich $A + d$ ist, möge als Konstante mit C bezeichnet werden; dann läßt sich die Formel (2) S. 306 für die Vergrößerung auch schreiben

$$V = \frac{D - d}{C - d},$$

wo D wie früher die deutliche Sehweite und d der Abstand der Linse vom Auge ist. Da C kleiner als D ist, so wächst der Ausdruck für V mit steigendem Wert für d . Bei diesen Verhältnissen kann man eine stärkere Vergrößerung erzielen, wenn man die Lupe vom Auge entfernt und dem zu vergrößernden Gegenstand nähert. Man tut also gut, diese Laspeyressche Lupe — die übrigens Laspeyres selbst als „Bertrandsche Linse“ bezeichnet, was sie nicht ist — näher an das Objektiv als an das Auge zu legen, wie dies z. B. bei den Mikroskopen von Voigt und Hochgesang unter Benutzung des Spaltes i (Fig. 392, S. 392) geschieht. In das Fueßsche Mikroskop läßt sich in den unteren Spalt auch eine passende Linse mit Leichtigkeit einschalten. Der Abstand dieser Linse von dem durch Objektiv 7 entworfenen Interferenzbild mißt bei meinem Instrument 37 mm und von der Ebene der deutlichen Sehweite etwa 87 mm, sodaß $A = 37$ mm (s. Fig. 277, S. 308), $B = 87$ mm ist. Die Brennweite dieser Linse berechnet sich nach Formel (33) S. 280 zu 64 mm, und die damit zu erzielende Vergrößerung zu $2\frac{1}{2}$; allerdings übersieht man das ganze Interferenzbild nur bei Hin- und Herbewegung des Auges, da der Spalt etwas schmal ist und die Linse daher nicht hinreichend breit sein kann.

Genügt diese Vergrößerung nicht — und solche Fälle kommen bei stark doppelbrechenden Mineralien auch im Dünnschliff vor — so kann man an Stelle des Okulars 3 bei der Kleinschen Methode eine stärkere Lupe wählen oder einen im Prinzip nicht verschiedenen, historisch schon lange bekannten Weg zur Vergrößerung des primären Interferenzbildes einschlagen, den Amici in seinem schon 1830 konstruierten und 1844 beschriebenen Polarisationsapparat¹⁾ angegeben hat, und der von Em. Bertrand wieder beschriftet wurde²⁾. Der betreffende Strahlengang ist in Fig. 604 gezeichnet und unterscheidet sich nur dadurch von dem bei Klein, daß man das sekundäre Bild $N_3 J_3$ anstatt durch das Okular durch eine eigene, nach Amici oder nach Bertrand benannte Linse H_{Am} entstehen läßt. Hiernach wird in den Mikroskoptubus eine Linse so eingeschaltet, daß sie von dem in der Tiefe liegenden primären Interferenzbild ein sekundäres Bild oben in der Gegend des Tubusrandes entwirft, welches letzteres hier mit Lupen, Huygensschen oder Rams-

¹⁾ Ann. Chim. Phys. (3) 12. 1844. 114. Pogg. Ann. 64. 1845. 472.

²⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 1. 1878. 27—28.

denischen Okularen mit oder ohne Fadenkreuz und Mikrometerskalen betrachtet und ausgemessen werden kann. Die Brennweite jener Linse darf höchstens den vierten Teil des Abstandes der Hauptebenen von Objektiv und Okular betragen. Erreicht sie genau diesen Wert, und steht die Linse in der Mitte zwischen Objektiv und Okular, so ist das sekundäre Interferenzbild umgekehrt aber gleich groß dem primären Interferenzbild.

Die Vorzüge, die das Amici-Bertrandsche Verfahren darbietet, haben alle Erbauer größerer Instrumente veranlaßt, dasselbe zu adoptieren. So findet man diese Linse mit Ein- und Ausschaltvorrichtungen an den größeren Mikroskopen von Fueß, Leiß, Leitz, Nacet, Reichert, Seibert, Swift, Winkel und Zeiß, wie dies in § 106 öfters erwähnt ist. Diese Linse bildet, in Verbindung mit einem in passender Entfernung montierten Ramsdenschen Mikrometerokular, ein Hilfsmikroskop von etwa fünffacher Vergrößerung, das durch einen Trieb gehoben und gesenkt und auf das primäre Interferenzbild scharf eingestellt werden kann. Mit jedem Objektiv ändert sich die Lage des primären Interferenzbildes und damit die Einstellung des Hilfsmikroskops.

Bei den Voigt und Hochgesang'schen Mikroskopen (Fig. 388) und bei dem Wülfing-Winkelschen Mikroskop (Fig. 404) ist die Lage der Linse, wie schon oben S. 391 und 400 erwähnt, variabel sowohl gegen Objektiv wie gegen Okular, und damit die Vergrößerung des ganzen Konoskops, bei Anwendung der gleichen Linsen, veränderlich. Für bestimmte Stellungen der drei Tuben gegeneinander, die an Teilungen abgelesen werden können, ist die Vergrößerung ein für allemal bestimmt. E. Bertrand hat seine Linse auch verschiebbar eingerichtet¹⁾, aber Objektiv und Okular in ihrer Stellung fixiert. Er erhält hierdurch bei einer bestimmten Lage der Linse ein Fernrohr (Konoskop) und bei Senkung der Linse ein Mikroskop, er kann also allein durch Verschiebung der Linse Interferenzbild und Gegenstand nacheinander sehen. Ein solches Mikroskop hat aufgerichtete Bilder. Übrigens läßt sich diese Art der Beobachtung auch durch Hebung des Gesamttubus erreichen, nur sind die Bilder dann sehr schlecht²⁾.

Die Lasaulx'sche Anordnung (Objektiv und Auge) und die Laspeyressche Anordnung (Objektiv, Lupe und Auge) läßt sich im Strahlengang mit einem astronomischen Fernrohr, die Anordnungen nach Amici-Bertrand (Objektiv, Linse, Okular und Auge) und nach Klein (Objektiv, Okular, Lupe und Auge) lassen sich mit einem terrestrischen Fernrohr vergleichen. Die ersteren stellen die Bilder der Gegenstände auf den Kopf, die letzteren zeigen sie in der richtigen Lage. Aber die primären Interferenzbilder haben schon in bezug auf die einfallenden konvergenten Strahlenbündel gleichsam eine Umkehrung erfahren; daher sieht man bei der v. Lasaulx und Laspeyresschen Methode die Interferenzbilder in

¹⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 1. 1878. 97; 3. 1880. 98.

²⁾ s. C. Klein, S. B. A. 1893. 224.

der richtigen, bei der Amici-Bertrand und Klein'schen Methode in der umgekehrten Lage. Die außergewöhnlich kurze Brennweite der Konoskop-Objektive läßt die ganzen Linsenkombinationen bei veränderter Objektdistanz auch als Vergrößerungsinstrumente benutzen, wobei sie teils wie Lupen, teils wie zusammengesetzte Mikroskope — zuweilen mit dem bloßen Auge als Okular — wirken. Die Lage der auf diese Weise zu erhaltenden, wenn auch meist schlechten Bilder, und die Lage der Interferenzbilder ist aus folgender Tabelle zu ersehen¹⁾.

Untersuchungsmethode	Lage des mikroskopischen Bildes gegen das Objekt			Lage des Interferenzbildes gegen das Objekt
	Tubus bei mikroskop. Einstellung	Tubus gehoben	Tubus gesenkt ²⁾	
Gewöhnliches Mikroskop . . .	umgekehrt	—	—	—
v. Lasaulx	—	umgekehrt	aufrecht	aufrecht
Laspeyres (Nörrenberg)	—	umgekehrt	aufrecht	aufrecht
Amici-Bertrand	—	aufrecht	umgekehrt	umgekehrt
Klein	—	aufrecht	umgekehrt	umgekehrt
Schroeder v. d. Kolk ³⁾ . . .	—	—	—	aufrecht

163. Die Vorzüge des aus dem Mikroskop hervorgehenden Konoskops bestehen gegenüber den Nörrenbergschen Polarisationsinstrumenten und anderen Apparaten dieser Art in der Beobachtungsmöglichkeit der Interferenzfiguren noch an außerordentlich kleinen und dünnen Blättchen, und in dem mit wenigen Handgriffen ausführbaren Übergang aus der Beobachtung im konvergenten Licht zu der im parallelen Licht. Vor allem aber ist man in der Lage, genau anzugeben, von welchem Punkt des Dünnschliffs das beobachtete Interferenzbild herrührt. Die Beobachtung ist auch bei kleinen Präparaten unmittelbar, also ohne Ablendung, auszuführen, da wegen der kleinen objektiven Sehfelder der starken Objektive nur sehr kleine Teile der untersuchten Platte Licht in diese Linsen senden können. Werden aber diese Präparate oder diese Stellen im Dünnschliff so klein, daß sie nur einen Teil des Sehfeldes ausfüllen, so erfahren die Interferenzbilder bei exzentrischer Lage des Auges leicht eine Störung. Bei dem v. Lasaulx'schen Verfahren wendet man dann am einfachsten ein Diaphragma von 1—2 mm Öffnung an, das man auf den oberen Tubusrand legt. Das Objekt muß sorgfältigst zentriert sein. Bei dem Verfahren nach Amici-Bertrand benutzt man das von S. Czapski angegebene⁴⁾ Okular mit Irisblende, wie es in Fig. 605 dargestellt ist und oben in Paragraph 103, S. 364 schon einmal abgebildet und in

¹⁾ Vergl. auch C. Klein, S. B. A. 1893. 227.

²⁾ Falls die Frontlinse des Objektivs eine genügende Senkung, d. h. eine genügende Annäherung des Objekts an die Hauptebenen des Objektivs erlaubt.

³⁾ S. den nächsten §.

⁴⁾ Z. X. 22. 1894. 158—162.

Fig. 334 wegen seiner Optik als Ramsdensches Okular bezeichnet wurde. Diese Irisblende *i* liegt in der Bildebene des Ramsdenschen Okulars, in der bei Anwendung des Instrumentes als Mikroskop das Bild des Objekts sich befindet, das durch Einschnürung der Blende von aller Umgebung isoliert werden kann. Da aber sehr kleine Kristalle meistens leistenförmig sind oder doch nur höchst selten ungefähre Kreisform besitzen, geht durch eine solche kreisförmige Blende Czapskischer Art viel von der erreichbaren Lichtstärke der Interferenzerscheinung verloren. Daher hat E. Sommerfeldt¹⁾ eine Spaltblende konstruiert, deren Idee später von F. E. Wright²⁾ wieder aufgenommen wurde, und welche die in Fig. 606 abgebildete Ausführung durch R. Fueß erfahren hat. Man

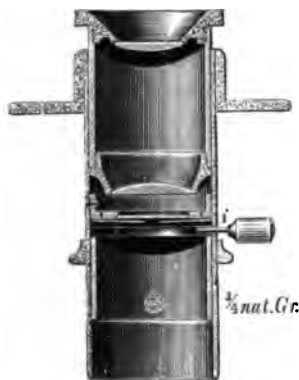


Fig. 605.
Czapskisches Okular
von R. Fueß.



Fig. 606.
Sommerfeldtsche (Wright'sche) Spaltblende
von R. Fueß.

kann sich hier durch zwei Schieberpaare der Form des kleinen Kristallquerschnittes anpassen und die Zweckmäßigkeit bei jenen Mikroskopen erkennen, wo das Präparat in Ruhe bleibt und die Nicolschen Prismen gedreht werden.

Für außerordentlich kleine Objekte hat J. L. C. Schroeder v. d. Kolk ein sehr einfaches und hübsches Verfahren angegeben³⁾. Er bringt auf das Deckglas des Dünnschliffs oder besser direkt auf das Präparat ein Tröpfchen Glycerin, das er mit einem Stäbchen schnell umrührt, sodaß ganz kleine Luftbläschen darin entstehen. Nach Auflegung eines Deckglases stellt man das Mikroskop auf die Libellen ein und senkt den Tubus noch ein wenig, worauf in jeder Libelle ein Interferenzbild erscheint, das dem optischen Verhalten des darunter liegenden Mediums entspricht. Die kleinen Luftblasen stellen konkave Linsen von sehr kurzer Brennweite

¹⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 22. 1905. 361—362.

²⁾ Am. Journ. 29. 1910. 412; Publication Carnegie Inst. Wash. Nr. 158. 1911. Taf. I.

³⁾ Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie. 8. 1892. 459—461. E. Bertrand hat die Erscheinung schon gekannt. Bull. Soc. Min. Fr. 3. 1880. 95—96.

und großer Apertur dar und vertreten das Objektiv bei dem Amici-Bertrandschen Verfahren. Das ganze Mikroskop tritt an Stelle des aus Amicischer Linse und Okular bestehenden Hilfsmikroskops. Die Lage der Interferenzbilder ist dennoch nicht die gleiche, wie bei diesem letzteren Verfahren, sondern man sieht diese Interferenzbilder aufrecht in bezug auf das Objekt, weil die kleinen Luftblasen keine Sammel- sondern Zerstreuungslinsen darstellen. Aus diesem Grunde muß man auch, von der Einstellung der Libelle aus gerechnet, den Tubus senken, um die Erscheinung wahrzunehmen. A. Johannsen ¹⁾ nimmt an Stelle der Luftbläschen winzige Glaskügelchen von nur 0,2 mm Durchmesser, die er aus feinen Glasfäden herstellt.

Die größeren Aperturen der Konoskope lassen selbst bei dünnen Präparaten oft die in den Paragraphen 60—62 erörterten Dispersionserscheinungen deutlich wahrnehmen und daraus auf das Kristallsystem schließen. Über Achsendispersionsarten und ihre Bestimmung, wie sie an dickeren Schliften beobachtet werden können, hat auch E. v. Fedorow ²⁾ sich geäußert.

164. Messungen mittelst des Konoskops. Das Zustandekommen der Interferenzbilder erklärt sich aus den Figuren 115 S. 161, 124 S. 171, 596 S. 612 und der Figur 608 auf S. 628. Der Querschnitt durch die Bertinschen Flächen ist, wie schon in Paragraph 52 umständlich abgeleitet wurde, den Intensitäten an der Oberfläche einer doppelbrechenden Platte vergleichbar. Wenn nun auch diese Oberfläche in den Konoskopen nicht gesehen wird, so erfahren diese Intensitätsverhältnisse doch eine experimentelle Wiedergabe in der Brennfläche der Objektive. Es ist von Interesse zu erfahren, wie weit eine solche Wiedergabe den Querschnittsfiguren durch die Bertinschen Flächen entspricht.

Die Intensitätsverteilungen an der Oberfläche einer Platte sind außer von der Doppelbrechung von der Dicke og_1 (in Fig. 124) und von der Neigung $V = \sphericalangle g_1 o f_1$ abhängig. Es ist

$$g_1 f_1 = og_1 \cdot \operatorname{tg} V.$$

Für kleine Aperturen kann man die Tangente durch den Sinus ersetzen und schreiben

$$\sin V = \frac{g_1 f_1}{og_1}$$

oder auch, wenn man den Übergang der Wellennormalen aus der Platte in Luft unter dem Einfluß eines Brechungsindex β berücksichtigt, setzen

$$\sin E = \beta \frac{g_1 f_1}{og_1}. \quad (1)$$

¹⁾ Journ. Geol. 21. 1913. 96—98. Ref. N. J. 1913. II. 356.

²⁾ Z. X. 37. 1903. 143—150.

Die Lage eines Strahles, der unter dem Winkel E gegen die Fernrohrachse $H_1 H_2 g g_1$ geneigt ist, stellt sich in dem Objektivteil des Fernrohrs so dar, wie dies Fig. 608 zeigt. Das Objektiv ist hier schematisch durch seine beiden Hauptebenen $H_1 H_2$ dargestellt. Nun wird, nach Satz I S. 259 und nach sinngemäßer Anwendung auf dicke Linsen, jeder durch den Hauptpunkt H_1 gehende Strahl ungebrochen und nur parallel verschoben durch H_2 weitergeleitet (s. auch Fig. 251, S. 279), daher liefert der austretende Strahl $H_2 f$ in Fig. 608 in seinem Schnittpunkt f mit der Brennfläche den Bildpunkt für das Bündel, das unter dem Winkel E einfällt. Es ist nun hier

$$\sin E = \frac{g f}{F}, \quad (2)$$

wo F die Äquivalentbrennweite des Objektivs bedeutet.

Aus (1) und (2) folgt

$$g f = F \cdot \beta \cdot \frac{g_1 f_1}{o g_1}.$$

Hier sind F, β und die Dicke $o g_1$ Konstante, deren Quotient $F \cdot \beta / o g_1$ mit K bezeichnet werden möge. Dann ist nach den Bezeichnungen der Figur 124

$$g f = K \cdot g_1 f_1.$$

Man sieht also, daß die Lichtintensitäten in der Brennfläche des Objektivs ähnlich den Querschnittsfiguren der Bertinschen Flächen sind. Das Auge beobachtet diese Intensitäten in einer Entfernung, die man gegenüber der Äquivalentbrennweite des Objektivs als erheblich bezeichnen darf; so erscheinen die Interferenzerscheinungen in einem Konoskop wie jene Bertinschen Querschnittsfiguren in orthogonaler Projektion. Hierauf hat E. Mallard¹⁾ zuerst aufmerksam gemacht.

Will man an einem solchen Interferenzbild Messungen vornehmen, so kann man zunächst auf den Gedanken kommen, dies in ähnlicher Weise durch Drehung des Kristalls zu bewirken, wie das nach Paragraph 160 mit dem Achsenwinkelapparat geschieht. Es wären auch die in Paragraph 117 und 118 beschriebenen Drehapparate zu verwenden, wenn nur bei dem Gebrauch der starken Objektive die Präparate nicht zu nahe an den Frontlinsen lägen und dadurch eine etwas erheblichere Drehung unmöglich machten. Nach Bertrand (Bull. Soc. Min. Fr. 8, 1885. 380—383) kann man auch Präparat und Objektiv in fester Lage zueinander behalten und den oberen Teil des Mikroskops mit der Amici-Bertrandschen Linse + Okular zur Neigung nach rechts und links einrichten; es handelt sich offenbar um eine Variante des Adamschen Verfahrens (s. § 117, S. 459, Fußnote 2).

Man kann aber auch die Messungen auf ganz andere Weise und zwar linear am Interferenzbild ausführen und aus den so gefundenen

¹⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 5. 1882. 77—87.

Werten zu den Winkeln E oder V gelangen. Die Ebenen, die sich hierzu darbieten, sind $J_1 N_1$ oder ihre konjugierten $J_2 N_2$ oder $J_3 N_3$ (Figuren 603 und 604). Bei der Lasaulx'schen Beobachtungsmethode legt H. Lenk¹⁾ ein mit Teilung versehenes Glastäfelchen in die Ebene $J_3 N_3$. Bei manchen Objektiven, wie bei Nr. 7 von Hartnack-Fueß (Äquiv. Brennweite 5,2 mm) muß dieses Glasscheibchen zwischen die oberste und die beiden unteren Linsen gebracht werden, weil hier die obere Brennebene des Systems liegt; bei dem Zeiß'schen Objektiv DD von ungefähr der gleichen Äquivalentbrennweite (4,3 mm) ist die Scheibe über der obersten



Fig. 607.
Kleinsche Lupe von R. Fueß.

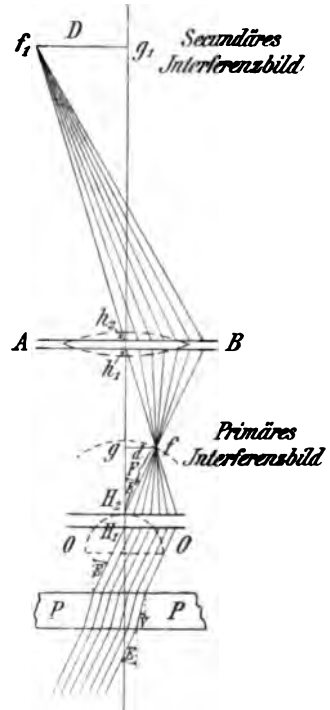


Fig. 608.

Linse einzusetzen. E. Sommerfeldt²⁾ legt die Skala nicht in das Objektiv bei $J_2 N_2$ in Figur 603 oder 604, sondern in den Kondensator bei $J_1 N_1$ und stellt dann auf das Bild dieser Skala, wie es in der Brennebene des Objektivs entsteht, ein. S. Reinheimer³⁾ gibt der Skala an dieser Stelle eine ringförmige Gestalt.

Die Kleinsche Methode gestattet eine solche lineare Ausmessung in der Ebene $J_3 N_3$ der Figur 603, wenn man die S. 622 erwähnte Lupe

¹⁾ Z. X. 25. 1896. 379—380.

²⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 22. 1905. 356—362.

³⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1921. 406—411.

mit einer Mikrometerskala versieht, wie dies F. Becke vorgeschlagen hat¹⁾. Er nennt diese in Fig. 607 in der Fueßschen Ausführung abgebildete Vorrichtung, wo O die Lupe und M die Mikrometerskala vorstellt, die Kleinsche Lupe.

Die genauesten Resultate erhält man wohl, wenn man nach E. Mallards²⁾ Vorschlag die Amici-Bertrandsche Methode anwendet und den Faden eines Okularschraubenmikrometers nacheinander mit den beiden Punkten — etwa mit den Hyperbelscheiteln eines zweiachsigen Interferenzbildes — zur Deckung bringt und die durchlaufene Strecke des Okularfadens, die $= 2D$ sein möge, abliest. Vorbedingung für diese Messung ist möglichste Schärfe und Deutlichkeit des Interferenzbildes, d. h. Einstellung des sekundären Interferenzbildes in die Ebene des beweglichen Okularfadens, also in die Ebene $J_3 N_3$ der Fig. 604. Bei den Schraubenmikrometern werden die Ramsdenschen Okulare, bei den festen Mikrometern die Huygensschen Okulare vorgezogen (s. auch § 103, S. 363 und § 111, S. 436).

Eine unparallaktische oder scharfe Einstellung, die durch Bewegung der Amici-Bertrandschen Linse erreicht wird, ist für zentrale und peripherische Punkte wegen der gewölbten Form der Bilder nicht gleichzeitig möglich. Es sei nun PP ein Präparat (Fig. 608), das bei Durchstrahlung in geneigter Richtung gewisse im Konoskop erkennbare Erscheinungen zeigt, und es soll der Winkel E , der für irgend eine dieser Erscheinungen charakteristisch ist, bestimmt werden.

Aus dem Abstand $gf = d$ läßt sich der Winkel E leicht finden, denn da hier $H_2 f = F$ die Äquivalentbrennweite des Objektivs vorstellt, so ist, wie schon S. 627 erörtert wurde,

$$\sin E = \frac{d}{F}. \quad (1)$$

Nun messen wir aber hier nicht die Strecke d , sondern ihr durch die Amici-Bertrandsche Linse AB entworfenen Bild $g_1 f_1 = D$, das bei einer bestimmten Linse in konstantem Verhältnis zu d steht. D sei m mal größer als d , dann ist auch

$$\sin E = \frac{D}{m F}. \quad (2)$$

Durch Messung der Äquivalentbrennweite des Objektivs findet man F und durch Ermittlung der Stellung der Amicischen Linse und ihrer Brennweite erhält man auch m , sodaß aus einer in Millimetern gemessenen Strecke D der Winkel E zu berechnen ist. Da nun für eine bestimmte Apparatur die Größen m und F konstant sind, so kann man auch ihr Produkt als konstant bezeichnen, wofür man den Ausdruck der

¹⁾ T. M. P. M. 14. 1895. 375.

²⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 5. 1882. 77—87.

Mallardschen Konstante K eingeführt hat. Alsdann lautet die vorige Formel

$$\sin E = \frac{D}{K}. \quad (3)$$

Diese Formel ist so lange für verschiedene Werte E gültig, als man die Mallardsche Konstante für eine wirkliche Konstante ansehen will, was aber besonders bei größeren Aperturen nur für ziemlich rohe Annäherung gestattet ist. Man muß bedenken, daß die Objektive wohl selten eine solche ideal-sphärische Brennfläche besitzen, wie sie in Fig. 608, S. 628 bei f zur Ableitung der Mallardschen Formel angenommen wurde, und daß besonders bei größeren Aperturen die Abweichung von dieser Form recht bedeutend werden kann.

Zunächst hat ein solches Objektiv nicht eine, sondern zwei Brennflächen, die sich im höchsten Punkt (über g in Fig. 608) berühren, im übrigen aber ganz getrennt liegen können. Von der hiermit in Zusammenhang stehenden astigmatischen Beschaffenheit der Bilder kann man sich leicht überzeugen, wenn man versucht, ein verschiebbares Fadekreuz auf einen sehr exzentrisch liegenden Teil des sekundären Interferenzbildes ohne parallaktischen Fehler einzustellen; es gelingt für den einen oder den andern Faden, aber nicht für beide zugleich. Bei der Messung wird man sich darauf beschränken müssen, den durch die Mikrometerschraube beweglichen Faden (nicht den dazu senkrecht stehenden) möglichst parallaxenlos einzustellen. Die Brennflächen können sehr mannigfaltig gestaltet sein. In den Figuren 609, 610 und 611 sind Querschnitte von einigen Brennflächen in etwa 9facher Vergrößerung abgebildet¹⁾. Die stark ausgezogenen Kurven, die mit „Brennfläche“ bezeichnet sind, geben deren Form nicht mit allen Einzelheiten wieder. Wie viel die Abweichungen von der Wirklichkeit betragen, hat sich bis jetzt bei den schwierigen Messungen nicht sicher entscheiden lassen. Indessen darf man doch vermuten, daß es sich um schwach wellenförmige Aus- und Einbuchtungen handelt, wie denn auch S. Czapski²⁾ eine dahingehende Äußerung veröffentlicht hat. Nur war man bisher wohl der Ansicht, daß sich diese Deformationen alle auf einer mehr oder weniger sphärischen Fläche abspielten, während man jetzt sieht, daß die Flächen alle viel stärker als die zugehörigen Kugeln gekrümmt sind. Demnach kann die sogenannte Mallardsche Konstante K mit steigender Apertur bald zunehmen, bald abnehmen. Das hängt nicht von der Höhe

¹⁾ Einzelheiten finden sich bei E. A. Wülfig, Ein neues Polarisationsmikroskop usw. in dem Abschnitt „Mallardsche Konstante und Form der Brennfläche starker Objektive“. Abh. Heidelberg. Akad. Wiss. 1918. 6. Abh., S. 57–70. Hier ist auch den Einwänden begegnet, die von F. Becke, F. E. Wright, M. Stark, H. Michel und E. Dittler gegenüber der Auffassung in der 4. Auflage dieser Physiographie S. 330 gemacht wurden. Nach dieser Auffassung gilt die Konstanz der Mallardschen Konstanten nur in dem Maße, wie dies auch hier wieder ausgeführt ist.

²⁾ N. J. B. B. 7. 1891. 508.

der Brennflächen, sondern von dem Verhältnis der Dimensionen d zu den numerischen Aperturen U ab, wo dann U in unserer kristalloptischen Sprache durch $\sin E$ oder $\beta \cdot \sin V$ ersetzt wird, sodaß in Bezug auf das primäre Interferenzbild in der Mallardschen Formel (1) auf S. 629 F die Äquivalentbrennweite des betreffenden Objektivs bedeutet und dann ausgedrückt werden kann durch

$$F = \frac{d}{U} \text{ oder } F = \frac{d}{\sin E} \text{ oder } F = \frac{d}{\beta \sin V} .$$

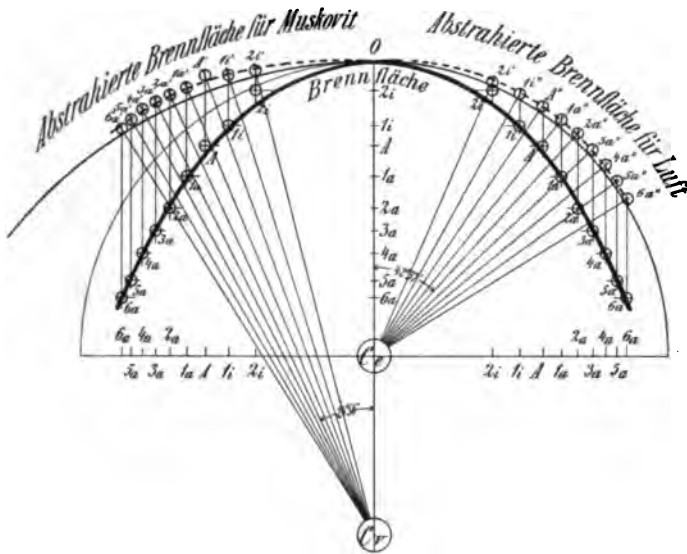


Fig. 609.

Wenn man mit F. Becke¹⁾ sagt, daß die Brennfläche bei manchen Systemen sich nach außen hin weniger (s. besonders Fig. 610), bei andern Systemen stärker wölbt (s. Fig. 611, wenn auch nur schwach) als die Kugel, so muß man dies nicht auf die wirklichen, sondern auf andere Brennflächen beziehen, die man als abstrahierte Brennflächen bezeichnen und auf folgende Weise erhalten kann. Der Querschnitt der wirklichen Brennfläche des Trockensystems Fueß Nr. 7 ist in Fig. 609 in der Kurve $2i, 1i, A, 1a, 2a, 3a, 4a, 5a, 6a$ dargestellt. Hieraus kann man nun zwei abstrahierte Brennflächen ableiten, von denen die eine sich auf Winkel in Luft und die andere auf Winkel in Glimmer (wegen des angewandten Glimmerapertometers) bezieht. Bei dem Trockensystem Nr. 7 könnte man sich allerdings auf die Wiedergabe der abstrahierten

¹⁾ T. M. P. M. 26. 1907. 510.

Brennfläche in Luft beschränken, weil hier alle Punkte zur Darstellung kommen; bei den Immersionssystemen, mit den Aperturen $U > 1$ ist man aber gezwungen, auf die andern Flächen einzugehen, daher möge dies auch schon bei dem Trockensystem geschehen.

Man konstruiere die Punkte C_e und C_v von denen der erstere im Abstand der Äquivalentbrennweite unter dem höchsten Punkt O (Null) des Interferenzbildes, und der letztere β mal tiefer liegt, wo β der mittlere Brechungsindex des Glimmers ist.

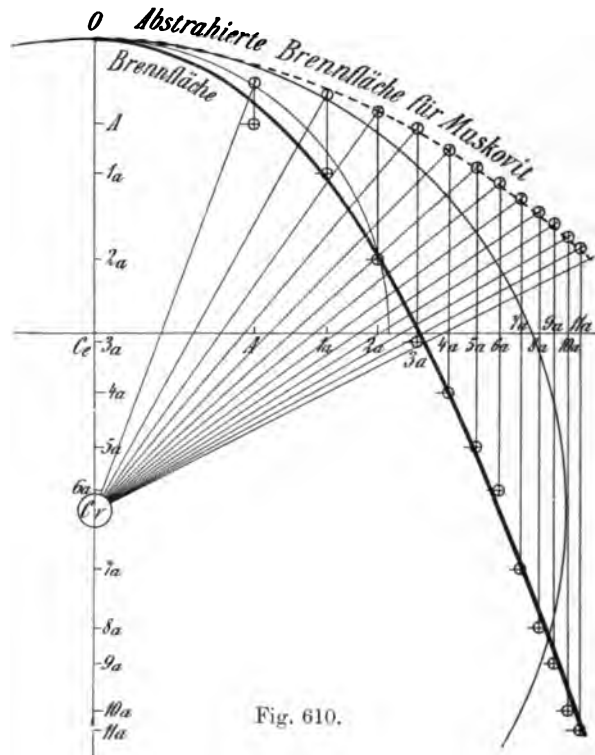


Fig. 610.

Um nun einen Punkt der abstrahierten Brennfläche für Luft oder für Glimmer aus dem zugehörigen Punkt der wirklichen Brennfläche zu erhalten, z. B. die Punkte $2a''$ und $2a'$ aus den Punkten $2a$, ziehe man von den Zentren C_e und C_v die Radien unter den zugehörigen Winkeln, in diesem Fall z. B. für den zweiten äußeren Lemniskatenscheitel unter $E = 42^\circ 37'$ und unter $V = 24^\circ 56'$ gegen die Mittellinie¹⁾. Auf diesen

¹⁾ Diese Winkel E und V sind die Winkel der Lemniskatenscheitel in Luft und in Glimmer gegen die Plattennormale des Glimmers unter Vernachlässigung der Abweichungen infolge der monoklinen Symmetrie des Glimmers, Abweichungen, die übrigens sehr gering sind, da es sich bei Muskovit um normalsymmetrische Achsenlage handelt.

Radien $Ce\ 2a''$ auf der rechten und $Cv\ 2a'$ auf der linken Bildseite der Fig. 609 liegen die Punkte $2a''$ und $2a'$ in der gleichen Entfernung d von der Mittellinie, wie die zugehörigen Punkte $2a$. Ähnlich verfährt man mit den andern Punkten und erhält auf diese Weise für das Objektiv Fueß Nr. 7 die beiden abstrahierten Brennflächen

für Luft in den Punkten $2i'', 1i'', A'', 1a'', 2a'', 3a'', 4a'', 5a'', 6a''$,
 „ Glimmer „ „ „ $2i', 1i', A', 1a', 2a', 3a', 4a', 5a', 6a'$.

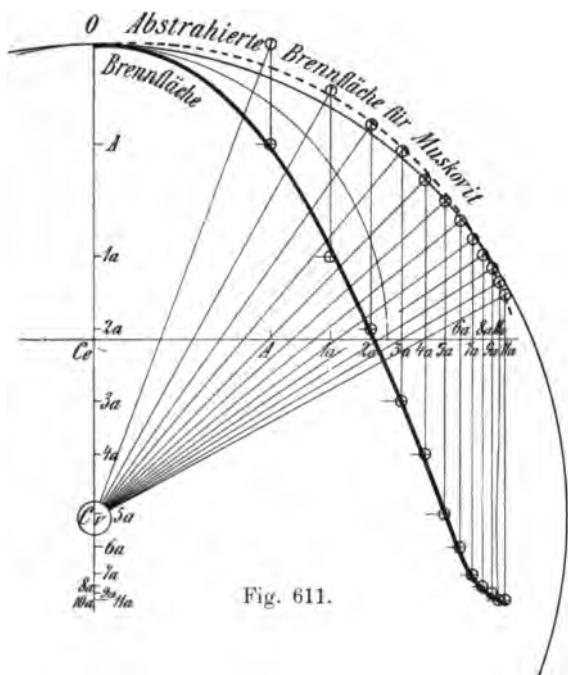


Fig. 611.

Hier fallen diese abstrahierten Brennflächen sehr nahe mit den idealen, also sphärisch gedachten Brennflächen zusammen. Sie entfernen sich anfangs und nähern sich nachher wieder den Kugeln, bleiben aber überhaupt in ihrer Nähe.

Bei den andern beiden in ihren Brennflächen abgebildeten Objektiven, dem bereits besprochenen Awi-System von 1917 und einer neueren Konstruktion von 1918, ist die abstrahierte Brennfläche nur für die Winkel in Glimmer, aber nicht mehr für solche in Luft durchkonstruiert worden. Bei dem Awi-System 1917 (Fig. 610) erscheint der Anfang der abstrahierten Brennfläche etwas unklar, jedenfalls aber ohne erhebliche Abweichung von der idealen Hemisphäre. Von Lemniskate $1a$ ab ($U = 0,780$) verläuft sie jedoch in immer zunehmendem Abstand von der Halbkugel und trennt sich schließlich beträchtlich von ihr. Hier

läßt sich also die Konstruktion mit der sphärischen Brennfläche für sehr große Aperturen überhaupt nicht mehr durchführen, und die Mallardsche Sinusformel kann zu den fehlerhaftesten Bestimmungen führen.

Bei dem in Fig. 611 abgebildeten Awi-System 1918 ist ein Verlauf dieser abstrahierten Brennfläche wahrzunehmen, der sich den Verhältnissen in Fig. 609 nähert. Die Fläche liegt zuerst außerhalb der Halbkugel, schneidet sie in der Gegend der fünften Lemniskate, wo bei dem angewandten Glimmerapertometer¹⁾ die numerische Apertur 1,193 war, und verläuft dann innerhalb der Halbkugel, ohne sich von dieser erheblich zu entfernen. Da man nun die Brennflächeneigenschaften seines Objektivs nicht kennt, muß man die Mallardsche Konstante —, wenn man sie noch so bezeichnen will — nach dem Verfahren, wie es auf S. 629—630 angegeben ist, für verschiedene Aperturen empirisch bestimmen und ihre Werte für Zwischenlagen durch Interpolation ermitteln. Wie groß die Fehler andernfalls werden können, zeigen die folgenden Bestimmungen, die mit einem System von hoher Apertur ausgeführt wurden.

	U = $n \sin H$, bei Kalkspat = $\omega \sin \nu$ ²⁾	H beobachtet oder als beobachtet angenommen	D Zentral- abstand im Okular	K Mallardsche Konstante $K = \frac{D}{\sin H}$	H' berechnet nach Formel $\sin H' = \frac{D}{1,705}$
Aragonit	0,267	11° 33'	0,325	1,623	10° 59'
1. Muskovit	0,557	24° 43'	0,700	1,674	24° 14'
2. Topas . .	0,840	39° 5'	1,075	1,705	(39° 5')
3. ——— .	1,021	50° 0'	1,333	1,740	51° 26'
Kalkspat	1,164	60° 51'	1,590	1,821	68° 50'

H in dieser Tabelle ist der in Wasser mit dem Achsenwinkelapparat gemessene halbe Achsenwinkel einiger Mineralien und bei Kalkspat der Austrittswinkel der optischen Achse auf der Spaltfläche, ebenfalls in Wasser. D ist der Zentralabstand der betreffenden Achse in der Okularskala, also im sekundären Interferenzbild. K ist die aus H und D nach der Formel

$$K = \frac{D}{\sin H}$$

berechnete Mallardsche Konstante für verschiedene Aperturen. Für den hier als gemessen angenommenen Winkel von 50° wurden die zu-

¹⁾ Es liegt diesen Messungen ein anderes Glimmerapertometer zugrunde, als das in der Tabelle auf S. 357 in seinen Grundmaßen mitgeteilte.

²⁾ ν hat die Bedeutung, wie in Fig. 58, S. 88, stellt also die Neigung der Kalkspatpaltfläche gegen die optische Achse dar.

gehörigen Werte für D und K auf graphischem Wege aus den andern H -, D - und K -Werten ermittelt. Schließlich stehen unter H' die Winkel, die sich aus der Konstante K für Topas, also aus $K = 1,705$ und den zugehörigen D -Werten berechnen. Man sieht, daß es sich bei Winkeln bis zu $39^{\circ}5'$ in Wasser oder bis zu $2E = 114^{\circ}22'$ in Luft um Abweichungen von höchstens $\frac{1}{2}^{\circ}$ handelt, daß bei Winkeln bis zu 50° in Wasser diese Abweichungen auf etwa $1\frac{1}{2}^{\circ}$ steigen, und daß sie erst bei größeren Aperturen erheblicher werden. Eine genaue Auswertung der Okularskala geschieht am sichersten mit einem Glimmerapertometer, wie es S. 356 ff. beschrieben ist. Die Verwendung des Abbeschen Apertometers für diese Zwecke, wie dies S. Flett vorgeschlagen hat (s. bei F. E. Wright, Am. Journ. 31. 1911. 208, Fußnote 1) ist nicht so gut, weil das Signal sich dort wegen der geringen Entfernung vom Objektiv nicht parallaxenlos einstellen läßt.

Aus den Betrachtungen der letzten Seiten wird man beurteilen können, wie weit der Vorschlag von M. Schwarzmann¹⁾ Anwendung finden darf, wonach man die Ermittlung des Winkels E in der Mallardschen Formel $\sin E = D/K$ mit Hilfe eines logarithmischen Rechenschiebers vornimmt.

Am schnellsten und sichersten werden auf graphischem Wege die am Okularmikrometer abgelesenen linearen Werte in Winkelwerte umgewandelt, wenn man Kurven konstruiert, die als Abszissen die ersteren, als Ordinaten die letzteren Größen besitzen. Für die Achsenwinkel in Luft, Wasser usw. sind besondere Kurven zu zeichnen, bei denen die Sinusse der Ordinaten im umgekehrten Verhältnis der Indizes der zugehörigen Medien stehen.

Bei Achsenwinkeln, die größer sind als die Apertur des angewandten Objektivs, kann man durch folgende Überlegungen von A. Michel-Lévy²⁾ zu einem zwar nicht genauen, aber doch immerhin angenäherten Wert des scheinbaren Achsenwinkels $2E$ gelangen. Geht man von der Kreuzstellung eines Achsenbildes aus, wobei die eine Achse im Norden außerhalb des Gesichtsfeldes liegen möge, und dreht alsdann im Sinne des Uhrzeigers den Kristall um den Winkel φ (bis höchstens 45°), so wandert die im Punkt A austretende Achse auf einem Kreis und liegt gleichzeitig auf einer Hyperbel, die zwischen den beiden Nicolhauptschnitten sich so darstellt, wie dies Fig. 612 angibt. Man dreht nun das Präparat so lange, bis der Scheitel S dieser Hyperbel am Rande des Gesichtsfeldes im Abstand D vom Zentrum liegt. Die Gleichung dieser gleichseitigen Hyperbel, bezogen auf die Asymptoten, lautet dann

$$x \cdot y = \frac{D^2}{2}, \quad (1)$$

¹⁾ N. J. 1896. I. 52—56.

²⁾ A. Michel-Lévy und A. Lacroix, Les minéraux des roches. 1888. 94.

wo D die in Fig. 612 eingezeichnete Bedeutung hat. Ferner ist nach dieser Figur

$$x = \Delta \cdot \sin \varphi \quad , \quad y = \Delta \cdot \cos \varphi \quad . \quad (2) \quad (3)$$



Fig. 612.

Aus (1), (2) und (3) folgt

$$\Delta = \frac{D}{\sqrt{\sin 2 \varphi}} \quad . \quad (4)$$

Nach Gleichung (3) auf S. 630 ist diesmal

$$D = K \cdot \sin E' \quad (5)$$

und

$$\Delta = K \cdot \sin E, \quad (6)$$

wo $\sin E' = U =$ numerische Apertur des angewandten Systems ist. Aus (4), (5) und (6) folgt

$$\sin E = \frac{\sin E'}{\sqrt{\sin 2 \varphi}} = \frac{U}{\sqrt{\sin 2 \varphi}} \quad . \quad (7)$$

Die Methode führt wegen der Verwaschenheit der Hyperbeln, die außerhalb der Austrittspunkte der optischen Achsen besonders groß ist, selten zu brauchbaren Resultaten.

165. Die Beckesche Methode. Die Messungen der Achsenwinkel, wie sie im vorangehenden Paragraphen besprochen wurden, gehen immer zurück auf die Bestimmung der Abstände vom Zentrum des Gesichtsfeldes. Bei Präparaten senkrecht zur spitzen Bisektrix erhält man auf diese Weise unmittelbar E und nach Kenntnis des mittleren Brechungsindex auch V , oder bei Präparaten der Orientierung wie in Fig. 589, S. 609 die Winkel u_1 und o_1 bzw. u und o . Nicht so einfach liegen die Verhältnisse bei Präparaten schief zu den Bisektrizen. Da aber diese Fälle bei den mikroskopischen Untersuchungen bei weitem am häufigsten

vorkommen, hat F. Becke sich darum verdient gemacht, auch hier mit dem Konoskop die Messungen durchzuführen. Sein Verfahren hat allgemeine Verbreitung gefunden und ist von ihm selbst und von andern Autoren weiter ausgearbeitet worden, worüber nachstehende Literatur Auskunft geben kann.

1895. F. Becke, Bestimmung kalkreicher Plagioklase durch die Interferenzbilder von Zwillingen: T. M. P. M. **14.** 415—442.
1895. Derselbe, Messung von Achsenbildern mit dem Mikroskop. T. M. P. M. **14.** 563—565.
1897. Derselbe, Ausmessung des Winkels zwischen zwei optischen Achsen im Mikroskop. T. M. P. M. **16.** 180—181.
1904. Derselbe, Optische Untersuchungsmethoden. Denkschr. Wien. Akad. **75.** 1904 (1913). 88—95.
1905. Derselbe, Messung des Winkels der optischen Achsen aus der Hyperbelkrümmung. T. M. P. M. **24.** 35—44.
1905. E. Sommerfeldt, Das petrographische Mikroskop als Konoskop. Z. D. G. G. **57.** 1905. 344.
1907. F. E. Wright, The measurement of the optical angle of minerals in the thin section. Am. Journ. **24.** 317—369.
1908. Derselbe, Das Doppel-Schrauben-Mikrometer-Okular und seine Anwendung zur Messung des Winkels der optischen Achsen von Kristalldurchschnitten unter dem Mikroskop. T. M. P. M. **27.** 293—314.
1908. H. Tertsch, Versuch einer Achsenwinkelmessung in einem Mittellinienschnitt. T. M. P. M. **27.** 589—594.
1909. F. Becke, Zur Messung des Achsenwinkels aus der Hyperbelkrümmung. T. M. P. M. **28.** 290—293.
1910. H. Tertsch, Ein neues Zeichenokular. T. M. P. M. **29.** 171—172.
1911. F. E. Wright, The transmission of light through transparent inactive crystal plates, with special reference to observations in convergent polarized light. Am. Journ. **31.** 157—211. S. auch „Methods“ in Publication 158, Carnegie Inst., Washington, 1911. 152 bis 173.
1913. H. Collingridge, Note on the determination of the optic axial angle of a crystal in thin-section by the Mallard-Becke method. Min. Magaz. **16.** 348—391. Ref. N. J. 1914. II. 344.

Man überträgt nach dieser Beckeschen Methode die im Gesichtsfeld irgendwo — also durchaus nicht symmetrisch wie bei einem senkrecht zur Bisektrix liegenden Präparat — erscheinenden Achsen mittelst Camera lucida¹⁾ auf ein Zeichenblatt und führt die Messungen an dieser Zeich-

¹⁾ Eine solche Camera hat E. Mallard bereits bei seinen symmetrisch liegenden Achsenbildern benützt. Bull. Soc. Min. Fr. **5.** 1882. 78.

nung mit einem Millimetermaßstab aus. Bei der Verwaschenheit der Hyperbelscheitel in Dünnschliffen muß man ihre Position in verschiedenen Stellungen zeichnen, was entweder durch Drehung der Nicols geschieht oder einen Zeichentisch verlangt, der mit dem Präparat im gleichen Tempo gedreht wird. Bei sehr verwaschenem Inferenzbild benutzt man als Konoskop die v. Lasaulx'sche Anordnung; bei schärferen Bildern kann man auch die Amici-Bertrandsche Linse einschalten und an Stelle der Einzeichnung durch die Camera lucida die Position der Achsen mit Hilfe eines um die Mikroskopachse drehbaren Okularmikrometers oder mit einem Doppel-Schrauben-Mikrometer-Okular (s. Fig. 464, S. 436) festlegen. Wählt man die erstere Methode, so liegt das primäre Inferenzbild (Fig. 608, S. 628) dem Auge erheblich näher als das auf der Tischplatte liegende Zeichenblatt ($ab + bc + cd$ in Figur 461, S. 435 mag hier etwa 40 cm betragen). In der Zeichnung erfährt also das Inferenzbild eine Vergrößerung, deren Maß in der gleichen Weise auf empirischem Wege gefunden wird, wie dies unter Benutzung bekannter Achsenbilder in bezug auf das Längenverhältnis gf zu $g_1 f_1$ in Fig. 608 geschieht. — Wenn die die Zeichnung entwerfende Bleistiftspitze von einem kurzsichtigen Auge nicht deutlich gesehen wird, so muß in die Strecke bc nahe bei b (Fig. 461) ein passendes Brillenglas eingeschaltet und bei einem weit-sichtigen Auge diese Korrektion mit einem Brillenglas unterhalb b vorgenommen werden.

Nach den Darlegungen in Paragraph 164 ist näherungsweise der Sinus des Winkels, den die Mikroskopachse mit einer optischen Achse bildet, gleich dem linearen Zentralabstand des Hyperbelscheitels, dividiert durch die Brennweite des Objektivs. Bei einem Hartnack-Fueßschen Objektiv Nr. 7 ist die Brennweite etwa 5,2 mm, die Apertur etwa 116° und der lineare Durchmesser des primären Bildes demnach im Maximum etwa 9 mm. Trotz dieser geringen Dimensionen, die in der Zeichnung allerdings etwa auf das Doppelte ausgedehnt werden, hat F. Becke mit seinen Schülern gezeigt, daß die Methode bei größerer Übung einer bemerkenswerten und bei kleinen und vor allem sehr dünnen und schwach doppelbrechenden Präparaten auf keine andere Weise zu erreichenden Präzision fähig ist.

Um von den scheinbaren Winkeln in Luft zu den Winkeln im Kristall zu gelangen, ist wieder die Umrechnung mit dem mittleren Brechungsindex β und zwar am einfachsten auf graphischem Wege (s. oben S. 604) erforderlich. Nach Übertragung dieser Werte in eine stereographische Projektion findet man den Achsenwinkel $2V$.

Ferner hat F. Becke auch seine Methode auf Achsenbilder ausgedehnt, die nur eine Achse im Gesichtsfeld erscheinen lassen. Man legt zuerst die Position dieser Achse in gewohnter Weise fest, bringt die Isogyre (s. § 53, S. 172) einmal in die Frontalstellung und weiter, wenn man hier dem von H. Collingridge gemachten Vorschlag folgt, in

eine das Gesichtsfeld halbierende Lage. Diese beiden Isogyrenlagen sind in Fig. 613 eingetragen. Bei der ersten müssen die Nicolschwingungen NS und OW verlaufen, bei der zweiten mögen sie um einen Winkel σ gedreht sein. Dieser Winkel σ stellt die Auslöschungsschiefe für die Isogyre in der diametralen Lage dar. Mit diesen Beobachtungen und mit der Fresnelschen Konstruktion, die durch die Winkel φ in Fig. 613 angedeutet ist, gelangt man zu der zweiten optischen Achse und damit auch zu dem Achsenwinkel $2V$.

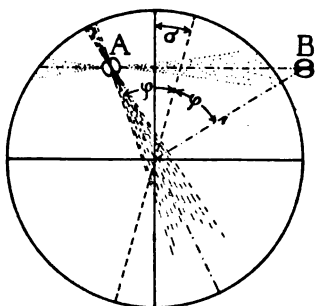


Fig. 613.

Bei der zum Teil großen Schiefe der Durchstrahlung der Platte entstehen Änderungen in den Schwingungsrichtungen, die von denen der Nicols etwas abweichen. Bei dem Verfahren von Collingridge, wo die zentralen Teile der Isogyre beobachtet werden, verschwinden sie. Man kann daher nur hier die Fresnelsche Konstruktion streng zur Anwendung bringen, was bei Isogyrenpunkten, die exzentrisch im Gesichtsfeld liegen, ohne weiteres nicht zulässig ist.

Über eine Methode zur angenäherten Bestimmung von $2V$ durch Beobachtung der Auslöschungsschiefen in Punkten des Skiodromenfeldes, die symmetrisch zum Mittelbalken liegen, hat H. Tertsch Mitteilungen gemacht ¹⁾.

Dritter Abschnitt.

Bestimmung des optischen Charakters im konvergenten Licht.

166. Allgemeines. Die Ergebnisse der Diskussion der Fresnelschen Formel (§ 47—51) finden bei der Bestimmung des optischen Charakters nicht nur im parallelen Licht, sondern auch im konvergenten Licht ihre praktische Verwendung. Die so charakteristischen Kurven gleichen Gangunterschiedes müssen eine Änderung ihrer Lage erfahren, wenn durch eingeschaltete Glimmer-, Gips- oder Quarzblättchen an diesen Gang-

¹⁾ T. M. P. M. 27. 1918. 589—594.

unterschieden auch nur die kleinsten Veränderungen vor sich gehen. Aus dieser Lagenänderung der Kurven kann man auf die relative Lage der Vektoren im Kristall und im eingeschalteten Blättchen Schlüsse ziehen und hieraus zwar nicht direkt den optischen Charakter eines Minerals bestimmen, aber doch auf Umwegen, auf denen uns gerade die Beobachtung im konvergenten Licht als sicherste Führerin dient, zum Ziele gelangen. Auch Farbensäume, die sich an den Isogyren mit den empfindlichen Glimmer- und Gips-Blättchen hervorrufen lassen, sind wichtige Anhaltspunkte für die Erkennung der optischen Symmetrieverhältnisse. Sie werden bedeutsam bei dünnen Präparaten, wo die isochromatischen Kurven längst nicht mehr auftreten und nur noch die Isogyren zur Beobachtung gelangen.

Die Erscheinungen können gestört und bei kleinen Gangunterschieden auch ganz aufgehoben werden durch Doppelbrechungen, die nicht so sehr auf die im Paragraph 101 S. 351 berührten Spannungen der Objektiv- und Kondensorgläser zurückzuführen sind, als auf Depolarisationen, die mit dem schiefen Einfall der Strahlen auf die peripherischen Teile dieser Linsen zusammenhängen. So sieht man zwischen gekreuzten Nicols selbst bei vollkommen spannungsfreien Linsen die Brennfläche immer in vier Felder mit einem dunklen Kreuz geteilt, ähnlich wie bei ganz schwach doppelbrechenden einachsigen Kristallen. Nach Einschaltung eines Gipsblattes sieht man bläuliche und gelbliche Färbungen der Quadranten, die man auf den ersten Blick mit den im nächsten Paragraphen zu erklärenden, durch Gangunterschiede hervorgerufenen vergleichen möchte. Hier aber handelt es sich nicht um Gangunterschiede in gewöhnlichem Sinne, die aus dem Rot I. Ordnung bei Vergrößerung bläuliche und bei Verringerung gelbliche Farbtöne hervorrufen, sondern um Farben, die mit Änderungen der Schwingungsrichtungen des einfallenden Lichtes zusammenhängen. Man kann nämlich an einem Gips vom Rot I. Ordnung auch solche Farbenänderungen hervorrufen, wenn man dieses Gipsblatt zunächst in die Dunkelstellung bringt und dann Drehungen um wenige Grade, teils am Gipsblatt, teils am Analysator vornimmt, wenn man also nicht bei streng gekreuzten Nicolschen Prismen, sondern bei einem Winkel von etwa 85° (anstatt 90°) beobachtet. F. E. Wright hat einige lehrreiche Versuche an kleinen Glaskügelchen und Quecksilbertröpfchen beschrieben¹⁾, die diesen Einfluß der Änderung der Schwingungsebenen auf das empfindliche Rot sehr schön illustrieren. Man beobachtet dazu unter dem Mikroskop bei schwacher Vergrößerung, zwischen gekreuzten Nicols und bei eingeschobenem Gipsblatt, ein Quecksilberkügelchen von $\frac{1}{2}$ mm Größe. Das vom Polarisator mit N—S-Schwingung kommende Licht wird an der Äquatorialzone des Kügelchens so reflektiert, daß es noch vom Objektiv Aufnahme findet. Die Änderung der Schwingungsebenen hat eine kräftige blaue und gelbe Färbung des Kügelchenrandes zur Folge.

¹⁾ Z. X. 55. 1915/20. 115—122.

167. Anwendung des Glimmer- und Gipsblattes bei einachsigen Kristallen. Bei einachsigen Kristallen kann man eine Änderung des Gangunterschiedes durch Einschaltung eines sog. $\frac{1}{4}$ -Undulationsglimmerblättchens (Fig. 614) erreichen ¹⁾. Der Glimmer (Muskovit), bei dem die Ebene der optischen Achsen nahezu senkrecht auf der Spaltfläche steht, läßt sich leicht in so dünne Blättchen spalten, daß die durch Doppelbrechung einer senkrecht auffallenden Wellennormale entstehenden zwei Wellennormalen einen Gangunterschied von nur $\frac{1}{4}$ Wellenlänge erhalten. Ein solches Blättchen hat bei Muskovit, wenn man dessen Doppelbrechung ($\gamma - \beta$) in der Spaltebene für Na-Licht zu 0,0068 annehmen will, nach den Ausführungen in Paragraph 45 eine Dicke

$$d = \frac{\frac{1}{4} \cdot \lambda}{\gamma - \beta} = \frac{1}{4} \frac{0,000589}{0,0068} = 0,022 \text{ mm.}$$

Da der Glimmer optisch negativ ist, so liegen in der Ebene des Spaltblättchens der kleinste (c) und der mittlere (b) Vektor. Der erstere fällt zusammen mit der Verbindungslinie der Austrittspunkte der optischen Achsen, der letztere steht darauf senkrecht. Man merkt sich auf einem solchen Blättchen oder seiner Fassung die Richtung der optischen Achsenebene, also des Vektors c. Die Richtung dieses Vektors, wie sie in Fig. 614 orientiert ist, soll bei dem Glimmerblatt als Regelstellung bezeichnet werden. Hier liegt in der NW—SO-Richtung der kleinere Vektor (c < b), im Gegensatz zu dem Gipsblatt vom Rot I. Ordnung (s. Fig. 573), wo man übereingekommen ist, bei der Regelstellung den größeren Vektor (a > c) diese NW—SO-Richtung einnehmen zu lassen. Es wäre gut, wenn alle Kristalloptiker sich auch bei dem Glimmerblatt dieser Gewohnheit anschließen und keine Änderung vornehmen wollten, was doch nur unnötige Verwirrung bei den Gedächtnisregeln zur Folge hätte.

Beobachtet man nun die Interferenzfigur eines einachsigen Kristalls mehr oder weniger senkrecht zur optischen Achse, nachdem man das Glimmerblättchen in der Regelstellung zwischen die untersuchte Platte und den Analysator eingeschaltet hat, so sind an Stelle des Kreuzes zwei dunkle Punkte, d und d_1 in Fig. 615 und 616 getreten, und die isochromatischen Kurven sind in zwei gegenüberliegenden Quadranten verengert, in den andern beiden Quadranten erweitert. Der untersuchte Kristall ist optisch positiv (Fig. 615), wenn die Verbindungslinie der dunkeln Punkte senkrecht auf der Achsenebene des Glimmers steht (mit dieser also das Zeichen + bildet), der Kristall ist dagegen negativ (Fig. 616), wenn die Verbindungslinie der dunklen Punkte d und d_1 der Achsenebene des Glimmers parallel geht (—). Man schiebt das Glimmerblatt unmittelbar unter dem Aufsatz-Analysator oder in den Schlitz am untern Ende des

¹⁾ Dieses Glimmerblatt geht wohl auf H. W. Dove zurück. Pogg. Ann. 40. 1837. 457. 482. S. auch seine „Darstellung der Farbenlehre und optische Studien“. Berlin 1853. 245.

Tubus ein. Liegt dieser Schlitz nicht wie meistens NW—SO, sondern O—W, so muß das Glimmerblatt so geschnitten werden, daß seine lange Kante 45° mit der optischen Achsenebene bildet.

Die Erklärung ergibt sich aus folgender Betrachtung: Es seien in Fig. 615 PP_1 und AA_1 die Hauptschnitte von Polarisator und Analysator, gg_1 die Ebene senkrecht zur Achsenebene des $\frac{1}{4}$ -Undulationsglimmerblättchens, und im homogenen Licht ab der erste dunkle Ring, also der Ort aller Punkte der Platte, für welche der Phasenunterschied = 1 ist. Die Platte ist nach der Annahme optisch positiv; der auf ihr senkrecht austretende Vektor ist der kleinste (s. § 23), es ist also $c = c$. Von den an dem Punkt a des ersten dunklen Ringes austretenden Wellen schwingt die außerordentliche im Hauptschnitt ac und wird gegen die senkrecht zum Hauptschnitt schwingende Welle um eine Wellenlänge verzögert. Beide Wellen laufen mit diesem Gangunterschied mehr oder weniger senkrecht durch das Glimmerblättchen. Die außerordentliche Welle wird, da sie hier parallel dem größeren Vektor b schwingt (man vergleiche die Orientierung in Fig. 614 mit der in Fig. 615), um $\frac{1}{4}\lambda$ gegen die ordentliche Welle mit Vektor c beschleunigt. Der Gangunterschied der beiden Wellen beim Eintritt in den Analysator beträgt also nun $\frac{3}{4}\lambda$, der Punkt a kann nicht mehr dunkel sein, sondern der dunkle Ring muß sich verschieben. Die bei a_1 austretende außerordentliche Welle ist ohne das Glimmerblättchen gegen die ordentliche um mehr als λ , etwa um $\frac{5}{4}\lambda$ verzögert. Zu dieser Verzögerung addiert sich im Glimmerblättchen eine Beschleunigung von $\frac{1}{4}\lambda$, der Gangunterschied der Wellen ist also nun $\frac{5}{4}\lambda - \frac{1}{4}\lambda = \lambda$, und bei a_1 muß ein dunkler Ring liegen. Dasselbe findet statt in dem gegenüberliegenden Oktanten PcA_1 . — Für die in dem Punkt b des ersten dunklen Ringes austretenden Wellen ist bc der Hauptschnitt. Auch hier ist in der Kristallplatte die außerordentliche Welle gegen die ordentliche um eine Wellenlänge verzögert. Beim Eintritt in das $\frac{1}{4}$ -Undulationsglimmerblättchen schwingt aber nun die außerordentliche Welle parallel der Achse des kleinsten, die ordentliche parallel der Achse des größten Vektors. Es wird also die außerordentliche gegen die ordentliche noch weiter verzögert und zwar um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge. Die Gesamtverzögerung der außerordentlichen Welle gegen die ordentliche beim Eintritt in den Analysator ist also nun $\frac{5}{4}\lambda$, und b kann nicht mehr auf einer dunklen Kurve liegen. Bei b_1 ist ohne das Glimmerblättchen die außerordentliche Welle um weniger als eine Wellenlänge, etwa um $\frac{3}{4}\lambda$ verzögert, hierzu addiert sich eine weitere Verzögerung von $\frac{1}{4}\lambda$ im Glimmerblättchen. Beim Eintritt in den Analysator ist nun der Gangunterschied der beiden bei b_1 austretenden Wellen $\frac{3}{4}\lambda + \frac{1}{4}\lambda = \lambda$, und b_1 liegt auf der ersten dunklen Kurve. Der erste dunkle Ring ab muß sich demgemäß nach Einschiebung des Glimmers in 4 Bögen von 90° teilen. In denjenigen Quadranten, durch welche die Achsenebene des Glimmerblättchens geht, ist eine Kontraktion, in den andern zwei Quadranten

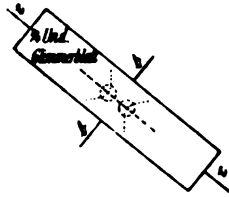


Fig. 614.

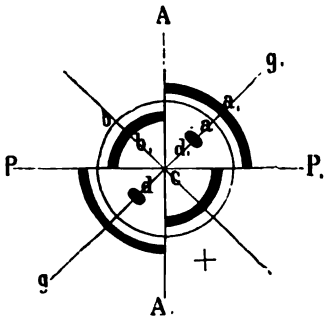


Fig. 615.

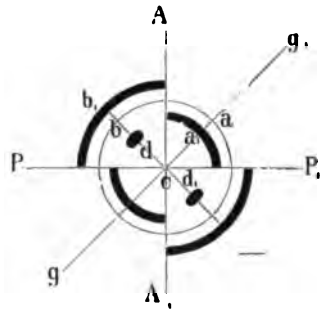


Fig. 616.

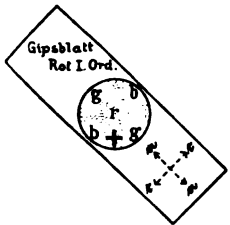


Fig. 617.

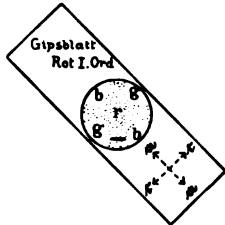


Fig. 618.

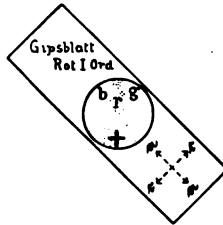


Fig. 619.

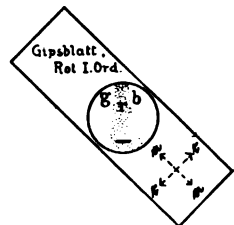


Fig. 620.

Die punktierten Felder in den Figuren 617—620 hat man sich rot (r), die mit b bezeichneten blau, die mit g bezeichneten gelb vorzustellen.



Fig. 622.



Fig. 623.



Fig. 621.



Fig. 624.



Fig. 625.

eine Dilatation eingetreten. Dieselbe Veränderung erleiden der 2., 3. usw. Ring. — In der gleichen Weise leitet man die umgekehrte Erscheinung der Fig. 616 bei negativem Charakter des untersuchten einachsigen Blättchens ab.

Die dunkeln Flecken entstehen dort, wo der Gangunterschied der die Platte durchlaufenden Wellen $\frac{1}{4}\lambda$ beträgt und von dem Glimmerblättchen aufgehoben, also auf 0λ zurückgeführt wird.

Bei sehr dünnen Platten mit geringer Doppelbrechung fallen die Ringe des Achsenbildes außerhalb des Gesichtsfeldes, ihre Dilatation oder Kontraktion ist also nicht wahrnehmbar. Ebenso liegen dann oft die nach Einschiebung des $\frac{1}{4}$ -Undulationsglimmerblattes entstehenden dunkeln Flecken außerhalb des Gesichtsfeldes und machen somit die Bestimmung des optischen Charakters der Platte auf diese Weise unausführbar. In solchen Fällen bedient man sich mit Vorteil des in Paragraph 147 beschriebenen und in Fig. 573 in der hier vorgeschlagenen Orientierung abgebildeten Gipsblättchens vom Rot I. Ordnung an Stelle des $\frac{1}{4}$ -Undulationsglimmerblattes. Da außerdem die mit dem Gipsblatt erhaltenen Farbenercheinungen auch an dicken Platten ebenso gut wie die dunkeln Flecken des Glimmerblattes zu sehen sind, so kann das letztere bei allen nicht zu tief gefärbten Kristallen durch das Gipsblatt ersetzt werden.

Schaltet man ein solches Gipsblatt in der durch Fig. 617 angegebenen Stellung und Orientierung in den Strahlengang eines optisch positiven, einachsigen Kristalls ein, so erscheint das vorher dunkle Kreuz rot, und die *SW*—*NO* innerhalb des ersten isochromatischen Ringes liegenden Quadranten werden blau, die beiden andern *NW*—*SO* liegenden Quadranten gelb. Bei einem negativen Kristall vertauschen sich die Farben in den Quadranten (Fig. 618). Um eine an die Zeichen + und — anknüpfende Gedächtnisregel zu bilden, halte man sich an die **blaue** Farbe und merke sich, daß die Verbindungslinie der **blauen** Quadranten mit der Längsrichtung des Gipsblattes unserer Orientierung das Zeichen andeutet.

Die Erklärung der Erscheinung beruht auf den gleichen Überlegungen, wie sie bei dem $\frac{1}{4}$ -Undulationsglimmerblatt angestellt wurden. Bei einem optisch positiven Kristall schwingen von den in den *SW* und *NO* Quadranten austretenden Wellen diejenigen mit dem kleineren Vektor, die ihre Schwingungen im Hauptschnitt, also in einer *SW*—*NO* liegenden Ebene ausführen, und solche Wellen treffen auch im Gips auf den kleineren Vektor. Zu dem durch die Kristallplatte entstandenen Gangunterschied addiert sich also der durch das Gipsblatt erzeugte, daher müssen in der Nähe des roten Kreuzes diese beiden Quadranten eine etwas höhere Inferenzfarbe, nämlich Blau zeigen. Umgekehrt findet in den *NW*—*SO* liegenden Quadranten eine teilweise Kompensation der Gangunterschiede statt, und die Farbe des Gipses sinkt von Rot auf Gelb.

Diese Methode wird im Heidelberger mineralogischen Institut seit 1887 angewendet und ist später von F. Rinne unabhängig gefunden worden ¹⁾.

Bei Schnitten schief zur optischen Achse, die diese Achse nicht mehr im Gesichtsfeld zeigen, aber eine gerade zentrale Pendelbarre liefern, bringt man nach F. Becke ²⁾ diese Barre in die *N—S*-Lage mit dem homodromen Ende (s. § 54, S. 180) nach Norden und schaltet ein Gipsblättchen in der Regelstellung, wie es in der Fig. 619 und 620 gezeichnet ist, ein. Die Interferenzfarbe steigt (Blaufärbung):

bei positiven Kristallen links von der Barre,
bei negativen Kristallen rechts von der Barre.

Man sieht bei dem Vergleich der Figuren 619 und 620 mit den Figuren 617 und 618, daß es sich nur um eine exzentrische Verschiebung der ganzen Erscheinungen handelt, daß also die Figuren 619 und 620 je den unteren Teil der Figuren 617 und 618 wiedergeben.

Bei Schnitten parallel zur optischen Achse kann man die Lage dieser Achse an den Erscheinungen im konvergenten Licht erkennen, wie sie im Paragraphen 55 beschrieben sind. Man kann also entweder die Lommelsche Beobachtung anstellen und auf das Zerbrechen des Kreuzes in zwei hyperbolische dunkle Schatten achten, oder sich erinnern, daß die optische Achse in den Quadranten mit den fallenden Farben liegt. Hat man einmal diese Richtung ermittelt, so ist es wieder eine einfache Aufgabe, mit Hilfe des Gipsblattes festzustellen, ob es sich hier um den Vektor *a* oder *c*, also um ein negatives oder positives optisch einachsiges Mineral handelt.

Bei Präparaten mit äußerst niedrigen Interferenzfarben kann man nach A. Köhler ³⁾ sehr dünne Glimmerblättchen von etwa $\frac{1}{16} \lambda$ Gangunterschied anwenden und in folgender Weise verfahren: Man bringt den Kristall in die 45°-Stellung und das Glimmerblättchen mit seinen Hauptvektoren zunächst parallel zu den Nicolhauptschnitten. Dreht man alsdann das Glimmerblättchen aus diesem Azimuth von 0° in ein wirksames Azimuth von 45°, so sieht man das ursprüngliche Kreuz sich in zwei „Hyperbeln“ auflösen. Sie treten in jenen Quadranten auf, wo die Farbe fällt.

168. Anwendung des Glimmer- und Gipsblattes bei zweiachsigen Kristallen. Auch in Platten aus zweiachsigen Kristallen, die senkrecht zur Bisektrix geschnitten sind, kann man vermittelst eines $\frac{1}{4}$ -Undulationsglimmerblättchens das Zeichen der Doppelbrechung bestimmen ⁴⁾. Man

¹⁾ N. J. 1891. II. 21.

²⁾ Optische Untersuchungsmethoden. Denkschr. Wien. Akad. 75. 1904 (1913). 77—84; Die Skiodromen. T. M. P. M. 24. 1905. 31; s. auch § 53, S. 174.

³⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 38. 1921. 29—42.

⁴⁾ S. auch G. Cesáro, Ann. Soc. Géol. Belgique 20. 1892/93. 99—106.

bringt die zu untersuchende Platte zwischen gekreuzte Nicols in die Hyperbelstellung und schiebt das Glimmerblättchen in der Regelstellung ein. Ist die untersuchte Platte optisch positiv, also ihre Bisektrix Achse des kleinsten Vektors (c), so sind die Achsenringe verengert in den Quadranten, durch welche die Achsenebene des $\frac{1}{4}$ -Undulationsglimmerblättchens geht, erweitert in den beiden andern. Bei negativem Charakter der untersuchten Platte tritt Dilatation der Achsenringe in den Quadranten ein, durch welche die Achsenebene des Glimmers geht, Kontraktion in den beiden andern. Die Methode ist nur bei Interferenzbildern mit gut ausgebildeten isochromatischen Kurven zu empfehlen. Daß auch hier, bei den zweiachsigen Kristallen, der Gebrauch des Gipsblattes vorzuziehen ist, hat F. Rinne ebenfalls hervorgehoben¹⁾.

Bei einem Präparat, das im Konoskop den Austritt der spitzen Bisektrix zeigt, aber von isochromatischen Kurven nichts erkennen läßt, bringt man das Achsenbild in die Kreuzstellung, eine Stellung, die man immer dann wählt, wenn $2E$ so groß ist, daß die Achsen außerhalb des Gesichtsfeldes liegen. Ferner orientiert man die Achsenebene von W nach O und schiebt das Gipsblatt in der Regelstellung darüber. Als bald erscheint der dunkel schattierte Teil rot, und der schmalere, von W nach O gehende Balken, der die optischen Achsen miteinander verbindet, läßt farbige Säume in Blau und Gelb in der Verteilung erkennen, wie sie für eine positive Bisektrix in Figur 621 eingeschrieben ist. Bei einem negativen Achsenbild treten Blau und Gelb in vertauschter Stellung auf.

Auch bei dem Erscheinen von nur einer Achse im Gesichtsfeld des Konoskops ist, wie F. Becke beschrieb²⁾, der optische Charakter mit dem Gipsblatt leicht zu bestimmen. In Paragraph 57, S. 186 ist schon gesagt, daß die Konvexität der Hyperbeln Anhaltspunkte für die Lage der spitzen Bisektrix bietet. So liegt in einem Achsenbild, wie es Figur 622 zeigt, die spitze Bisektrix in SO und in einem andern (Fig. 623) in NW . Ein eingeschobenes Gipsblatt mit Rot I. Ordnung färbt zunächst die Mitte der Hyperbeln rot und bringt ferner in der Diagonalstellung an demjenigen Hyperbelrand einen blauen Saum hervor, der nach dem kleineren Vektor (c) hin gerichtet ist. Ist der kleinere Vektor die spitze Bisektrix, wie in Figur 624, so liegt ein positiver Kristall, im andern Fall (Fig. 625) ein negativer Kristall vor.

Schließlich kann man auch nach F. Becke in Schnitten zweiachsiger Kristalle, die parallel zur Achsenebene geführt sind und also das Bild der optischen Normale im Konoskop erkennen lassen, den optischen Charakter mit Hilfe des Gipsblattes bestimmen. Es sind hier zwei Beobachtungen zu kombinieren. Zunächst hat man sich des in Paragraph 58 Gesagten zu erinnern, nämlich wie man im konvergenten

¹⁾ N. J. 1891. II. 26—27.

²⁾ S. o. S. 645, Fußnote 2.

Licht an dem Bild über der optischen Normale die Richtung der spitzen Bisektrix erkennt, und ferner hat man im parallelen Licht zu entscheiden, ob bei der Lage der spitzen Bisektrix $NO-SW$ die rote Farbe des Gipses nach Blau (+) oder nach Gelb (—) umschlägt. Als Studienobjekte sind Enstatit (+), Bronzit (\pm) und Hypersthen (—) in Spaltblättchen nach der vollkommensten Spaltbarkeit zu empfehlen.

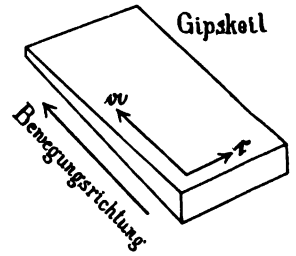
Auch kann man die Lage der spitzen Bisektrix bei solchen Präparaten senkrecht zur optischen Normale in der Weise feststellen, wie dies durch E. Lommel bei einachsigen Platten geschah. Man sieht nämlich, wenn man von der Kreuzstellung ausgeht, nach einer Drehung des Präparates um etwa 1° die hyperbelartigen Schatten in jene Quadranten zurückweichen, wo die spitze Bisektrix liegt. Bei kleinen Achsenwinkeln findet diese Wanderung langsamer statt, als bei großen. Die Schnelligkeit dieses Zurückweichens hat F. E. Wright¹⁾ benutzt, um eine gewisse Vorstellung von der Größe des Achsenwinkels zu erhalten.

Bei beliebig schiefen Präparaten zweiachsiger Kristalle lassen sich die mit dem Gipsblatt erreichten Farbensäume nicht so eindeutig verwerten, wie bei den einachsigen Kristallen nach den Figuren 617 und 618. Eine genauere Untersuchung lehrte F. Becke (l. c.), daß in dem Raum zwischen den Achsen und der ersten Mittellinie ein Feld existiert, wo die Gipsblattreaktion das entgegengesetzte Vorzeichen aufweist, wie der optische Charakter des Minerals.

169. Anwendung des Gips-(Quarz-)Keils. Auch bei dicken oder stark doppelbrechenden Achsenpräparaten optisch zweiachsiger Kristalle, die im Konoskop mehrere isochromatische Kurven erkennen lassen, gibt es einen guten Ersatz für das $\frac{1}{4}$ -Undulationsglimmerblatt in Gestalt des in Paragraph 149 beschriebenen und in Figur 576 S. 588 abgebildeten Gipskeils. Angenommen, es liege ein optisch negativer Kristall vor und es sei also die mit der Konoskopachse mehr oder weniger zusammenfallende spitze Bisektrix der größte Vektor α , angenommen ferner, es liege die Achsenebene wie in Figur 142 von SW nach NO , und es werde der Gipskeil mit dem dünnen Ende voran von SO nach NW eingeschoben, so sind große und kleine Vektoren im Präparat und Keil gleichgerichtet, und die Einschaltung des Keils entspricht einer optischen Verdickung des Präparats. Die isochromatischen Kurven müssen also zahlreicher werden und dabei von den Quadranten, in denen die optische Normale liegt, nach der Mitte und von hier aus in senkrechter Richtung nach den Hyperbelscheiteln, wo sie sich gleichsam anhäufen, wandern. Dreht man das Blättchen um 90° , sodaß die Achsenebene von NW nach SO läuft und prüft man wieder die Veränderung an den isochromatischen Kurven durch eine abermalige Einschubung des Keils in der Richtung von SO nach NW , so muß nun der umgekehrte Verlauf an den Kurven

¹⁾ Am. Journ. 20. 1905. 293—295; s. auch „Methods“. 79—80.

Einschiebung des Gipskeils
in Regelstellung
mit dünnerem Ende voran.



Lage des Kristalls		Wanderung der isochromatischen Kurven	
		bei positiven Kristallen	bei negativen Kristallen
Einachsige Kristalle	senkrecht zur Achse		
	schief zur Achse		
	parallel zur Achse		
Zweiachsige Kristalle	senkrecht zur spitzen Bisektrix		
	senkrecht zur stumpfen Bisektrix		
	senkrecht zur optischen Normale		

zu beobachten sein, wie er einer optischen Verdünnung entsprechen würde. Die nach dem Zentrum gelegenen Teile der um die Achsenpole ringförmig auftretenden Lemniskaten müssen nach der Mitte wandern und sich von hier aus nach der Richtung der optischen Normale öffnen. Beide Beobachtungen, schnell hintereinander angestellt, lassen nie im Zweifel, ob man es mit einem positiven oder negativen Kristall zu tun hat.

Man kann diese Erscheinung der wandernden isochromatischen Kurven auch bei Präparaten anwenden, die keine Achse mehr im Gesichtsfeld austreten lassen, worunter auch solche senkrecht zur stumpfen Bisektrix und senkrecht zur optischen Normale und auch schief zu diesen Richtungen sein können.

Bei einachsigen Kristallen schief zur optischen Achse kann die Methode ebenfalls gebraucht werden, was im Züricher petrographischen Institut nach Herrn Dr. Th. Woynos brieflicher Mitteilung schon seit 1914 geschieht. Auch Präparate parallel zur optischen Achse und von sehr erheblicher Dicke — z. B. 2 cm dicke Quarze — lassen sich nach diesem Verfahren in ihrem optischen Charakter bestimmen, wie Herr Dr. E. Ernst im Heidelberger Institut fand; nur muß man im letzteren Fall einfarbiges Licht anwenden. Über den Sinn der Bewegungen der Kurven in den einzelnen Quadranten bei den verschiedenen positiven und negativen Kristallen gibt die Tafel mit den eingezeichneten Figuren auf nebenstehender Seite Aufschluß.

Viertes Kapitel.

Das Totalreflektometer und seine Anwendung.

Außer den spezifisch mikroskopischen Methoden zur Bestimmung der Lichtbrechung, die in den Paragraphen 133—140 besprochen wurden, und bei denen das Polarisationsmikroskop mit einigen Hilfsapparaten gebraucht wird, hat sich die Methode der Totalreflexion im Laufe der letzten Jahrzehnte sehr vervollkommenet. Besonders bedient man sich auch des Totalreflektometers als eines wichtigen Hilfsinstrumentes bei der Einbettungsmethode, um mit ihm am schnellsten und sichersten die Lichtbrechung der Einbettungsflüssigkeiten (s. § 136) zu bestimmen.

170. Totalreflektometer für mineralogisch-petrographische Zwecke sind in einer ganzen Reihe von Konstruktionen ausgeführt worden, die teils an das Kohlrauschsche Prinzip des Eintauchens in Flüssigkeiten¹⁾, teils an die Wollastonsche Prismenmethode²⁾, die durch

¹⁾ Zuerst von J. Thoulet für das Mikroskop eingerichtet, Bull. Soc. Min. Fr. 6. 1888. 184—191, aber nun überholt. S. ferner A. J. Moses und E. Weinschenk, Z. X. 26. 1896. 150—155. C. Klein, S. B. A. 1898. 5—9.

²⁾ F. Wallerand, Bull. Soc. Min. Fr. 20. 1897. 234—257. 22. 1899. 67—69. 25. 1902. 54—56. C. Klein, S. B. A. 1902. 106—110.

Liebisch für makroskopische Kristalle vervollkommnet wurde, anknüpfen, die aber alle übertroffen werden durch jene Apparate, welche die Bertrand'sche Halbkugel mit der Methode von Pulfrich-Abbe verbinden. E. Bertrand benutzte zuerst eine Halbkugel, die er entweder in feste Lage zu einer Skala brachte¹⁾ oder, um die Genauigkeit der Ablesung zu erhöhen, mit einem neigbaren Mikroskop²⁾ verband. Letztere Versuche scheinen zu keinem befriedigenden Resultat geführt zu haben, dagegen ist der kleine Apparat mit fester Skala für orientierende Vorversuche bei nicht zu kleinen Kristallen gut zu gebrauchen und möge schon wegen des neuen Konstruktionsprinzips hier beschrieben werden. Er besteht (Fig. 626) aus einem etwa 5 cm langen Metallrohr *R*, worin zwei kurze Rohrstützen sich verschieben lassen. Das mittlere Röhrchen trägt am inneren Ende eine in $\frac{1}{10}$ mm geteilte Skala *S*, die durch die Schraube *s* festgeklemmt werden kann. Der Abstand *f* dieser Skala von der Halbkugel beträgt, wenn *r* ihr Radius und *N* ihr Brechungsindex ist

$$f = \frac{r}{N - 1}.$$

Dieser Wert folgt aus Formel (1) S. 264 für $a_1 = f$ und $b_1 = \infty$. Das innerste Röhrchen ist mit einer Lupe *L* versehen, die für verschiedene Augen eine scharfe Einstellung auf die Skala gestattet. An der linken Seite ist das Hauptrohr unter 30° abgeschragt und auf der teilweise elliptischen Endfläche mit einer Halbkugel *H* von sehr stark brechendem Glase in der Weise geschlossen, wie es die Figur zeigt. Der Mittelpunkt der Planfläche dieser Halbkugel soll in der Rohrachse liegen (was in der Figur nicht genau eingehalten ist). Bei *G* ist eine Mattscheibe eingesetzt. Der zu bestimmende Kristall *K* wird mit einer Flüssigkeit, die ihn an Lichtbrechung übertrifft, auf die Halbkugel geheftet und durch Licht von der Mattscheibe aus beleuchtet. Man sieht alsdann den oberen Teil des Gesichtsfeldes dunkel, den unteren hell, und die Stellung der Grenze ist charakteristisch für das Brechungsvermögen des Kristalls. Die Skala wird durch Mineralien von bekannter Lichtbrechung ausgewertet. Bei doppelbrechenden Kristallen kann eine zweifache Grenze auftreten, wie dies Fig. 627 erkennen läßt; doch zeigen nur stark doppelbrechende Medien diese Erscheinung, da die Genauigkeit des Apparates im allgemeinen nicht über die zweite Dezimale hinausgeht. Zwei in technischer Beziehung etwas vervollkommnete Ausführungen dieses Totalreflektometers hat G. F. Herbert Smith beschrieben³⁾.

Zu feineren Messungen mit dem Totalreflektometer ist die Halb-

¹⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 8. 1885. 375—377, 382—383 und 426—428.

²⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 9. 1886. 15—21; 10. 1887. 140—141.

³⁾ Min. Magaz. 14. 1905. 83—86. u. 14. 1907. 354—359.

kugel erst von E. Abbe¹⁾, als er an das Pulfrichsche Prinzip²⁾ anknüpfte, verwendet worden. Im wesentlichen unterscheidet sich die Abbesche Benutzung der Halbkugel von der bei Bertrand üblichen dadurch, daß er die aus diesem Glaskörper konvergent austretenden Strahlen nicht wie in Fig. 626 zum Schnitt kommen läßt, um die Lage dieses Brennpunktes durch Lupe oder Mikroskop abzulesen, sondern daß er nahe an die Halbkugel eine plankonkave Linse von gleichem Glas und gleicher Krümmung wie jene legt und dadurch parallele Strahlen erhält, die sich mit einem Fernrohr beobachten lassen.

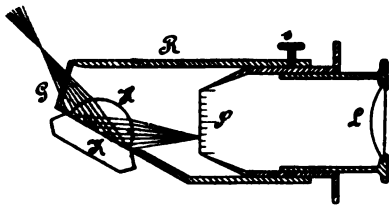


Fig. 626.

Bertrandsches Totalreflektometer.

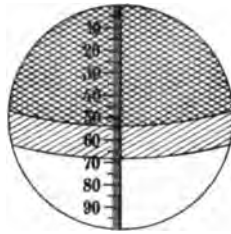


Fig. 627.

Um die Verbesserungen für mineralogische Objekte hat sich besonders C. Klein verdient gemacht, der nach mannigfachen Vorversuchen³⁾ und mit Unterstützung von C. Leiß das in Fig. 628 in Totalansicht dargestellte Instrument konstruierte⁴⁾, dessen Fernrohr in Fig. 629 im Durchschnitt abgebildet ist. An diesem Fernrohr ist *c* die eben erwähnte plankonkave Linse, aus der die Strahlen in das aus Objektiv *Ob* und Okular *Oc* bestehende Fernrohr mit der Bildebene bei dem Kreuz (\times) treten. Um die Beobachtung bequemer ausführen zu können, ist ein total reflektierendes Prisma *P* angebracht, das über sich zunächst das durch einen Knopf drehbare Nicol *N*, dann eine Irisblende *J* und zuletzt eine Vorschlaglupe *L* trägt. Diese Lupe bildet mit den übrigen Linsen zusammen ein zehnfach vergrößerndes Mikroskop und ermöglicht die Einstellung des etwa in einem Dünnschliff liegenden Mineralblättchens auf die Mitte der Halbkugel oder des Gesichtsfeldes. Die störende Wirkung aller in der Umgebung liegenden Mineralien wird durch Ablendung mittelst der bei kleinen Objekten sehr wichtigen Irisblende aufgehoben. Diese Irisblende

¹⁾ S. Czapsky, Zeitschr. f. Instr. 9. 1889. 360. 10. 1890. 246—255 und 269—275. N. J. B. B 7. 1890. 175—200. Hier finden sich auch wichtige Mitteilungen, die sich auf die durch exzentrische Lage der Halbkugel entstehenden Fehler beziehen; N. J. 1892 I. 209—210; s. auch C. Pulfrich, Z. X. 30. 1899. 567—586.

²⁾ C. Pulfrich, Das Totalreflektometer usw. Leipzig 1890. 140 S., wo auch ausführlich ältere Literatur zu finden ist. Zeitschr. f. Instr. 19. 1899. 4.

³⁾ S. B. A. 1898. 325—329; 1902. 113—114.

⁴⁾ S. B. A. 1902. 653—655; s. auch C. Leiß, Zeitschr. f. Instr. 1902. 331—334 und T. M. P. M. 23. 1904. 51—58.

ist die von S. Czapski zuerst vorgeschlagene und in ihrer Wirkungsweise erklärte¹⁾ (s. auch § 163 Fig. 605). Man sieht mit dem Mikroskop den im Zentrum der Halbkugelfläche liegenden Gegenstand besonders

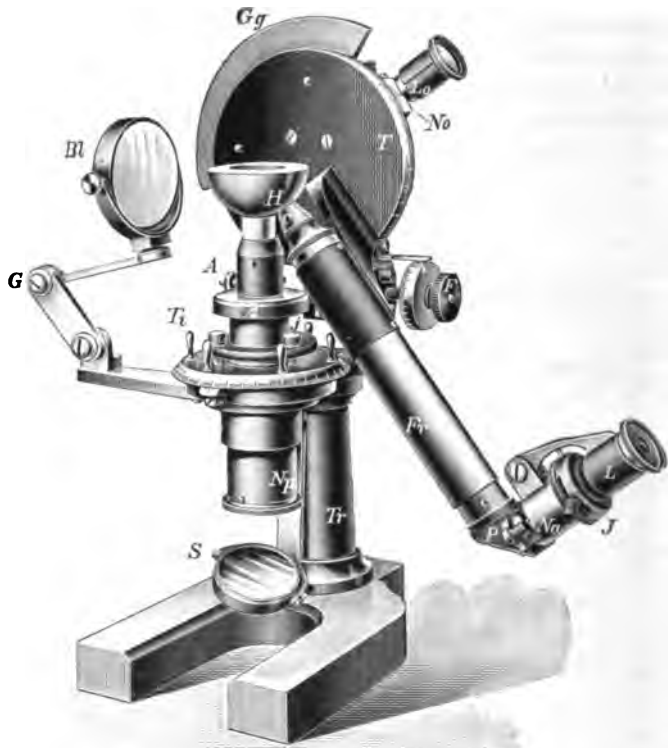


Fig. 628.

Totalreflektometer nach C. Klein von R. Fueß.

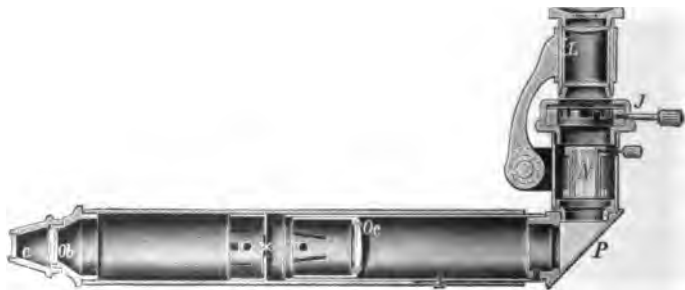


Fig. 629.

Fernrohr des Totalreflektometers nach C. Klein von R. Fueß.

¹⁾ Zeitschr. f. Instr. 13. 1893. 5; s. auch C. Pulfrich, Z. X. 30. 1898. 570—571.

deutlich von oben her durch die Luft, kann ihn aber auch von unten her durch die Halbkugel zur Zentrierung genügend deutlich, wenn auch etwas verwaschen, erkennen. Nach Entfernung der Vorschlaglupe beobachtet man mit einem etwa $1\frac{1}{2}$ fach verkleinernden Fernrohr die Grenze der Totalreflexion bei streifender oder reflektierter Beleuchtung (s. Fig. 630 und 631).

Von den in Fig. 628 abgebildeten mechanischen Teilen des Instrumentes dient der Spiegel *S* zur Beleuchtung von unten bei mikroskopischer Beobachtung von oben, der Spiegel *Bl* oder eine an seine Stelle zu setzende Linse zur Beleuchtung bei Einstellung der Grenzlinie. Für die erstere Beleuchtungsart ist das mit einem Nicol versehene Rohr *Np* durchbohrt. Der Teilkreis *T* ist auf halbe Grade geteilt und sein Nonius mit Lupe *Lo* erlaubt Ablesungen auf ganze, Schätzungen auf halbe Minuten; feinere Dispersionsmessungen werden mit der Mikrometerschraube *F* ausgeführt. Die Halbkugel *H* läßt sich durch die Schrauben *j* und *z* justieren und zentrieren. Die Balanzierung erfolgt durch das Gegengewicht *Gg*.

171. Die Herrichtung des Totalreflektometers zum Gebrauch. Mit den Justierarbeiten des Totalreflektometers von dem Typus, wie er in Fig. 628 abgebildet ist, haben sich eine Reihe von Forschern beschäftigt, unter denen hier S. Czapski¹⁾, W. Feußner²⁾, C. Leiß³⁾, F. Stöber⁴⁾, C. Viola⁵⁾ und F. E. Wright⁶⁾ genannt werden mögen.

Die Gestalt der Halbkugel darf als richtig angenommen werden, denn die moderne optische Industrie vermag nach dieser Richtung ohne Schwierigkeiten in praxi vollkommen sphärische Flächen herzustellen. Ferner sind folgende Forderungen zu erfüllen.

1. Die Achse des Limbus *T* (Horizontalachse) soll senkrecht zur Achse des Limbus *Ti* (Vertikalachse) liegen.
2. Die Basisfläche der Halbkugel soll senkrecht zur vertikalen Achse stehen (justierte Lage der Halbkugel).
3. Der Mittelpunkt der Basisfläche der Halbkugel soll in der vertikalen Achse liegen (zentrierte Lage der Halbkugel).
4. Die Basisfläche der Halbkugel soll in der horizontalen Achse liegen (Höhenlage der Halbkugel).
5. Die Teilung des Vertikalkreises soll bei vertikaler Lage des Fernrohrs 180° , bei horizontaler Lage 90° ablesen lassen.

¹⁾ N. J. B. B. 7. 1890. 187—200.

²⁾ Zeitschr. f. Instr. 14. 1894. 84—100.

³⁾ „Die optischen Instrumente“. 1899. 38—44.

⁴⁾ Z. X. 54. 1915. 275—277.

⁵⁾ Z. X. 30. 1899. 427—439.

⁶⁾ Zeitschr. f. Instr. 28. 1908. 201—206.

6. Die optische Achse des zur Beobachtung der Totalreflexion dienenden Fernrohrs soll ebenso wie der Limbus senkrecht zur horizontalen Achse liegen.

Für die Justierung der vertikalen und horizontalen Achse entfernt man vorübergehend den Träger A mit der Halbkugel H durch Lösung der Zentrierschraube z ; auch schraubt man vorläufig die Konkavlinse c vom Fernrohr ab. Darauf stellt man eine planparallele Platte mittelst eines passenden Halters parallel zur Vertikalachse auf jenen ringförmigen Teil, auf dem sonst die Halbkugel mit ihrer Montierung lagert und richtet das Fernrohr hierzu senkrecht durch Autokollimation in zwei horizontalen Lagen von rechts und von links. Passende Korrekturen am Fadenzkreuz dieses nur für die jetzige Justierung ohne Konkavlinse gebrauchten Fernrohrs bringen seine optische Achse senkrecht zur horizontalen Limbusachse. Darauf legt man die planparallele Platte, die nunmehr nur von der einen Seite gebraucht wird, mit drei Wachsunterlagen horizontal auf das Rohrende bei z und verändert die Wachskügelchen durch einseitigen Druck so lange, bis ein im Fernrohr beobachteter Reflex bei Drehung der Platte um die vertikale Achse in vollkommener Ruhe bleibt. Nun stellt man das Fernrohr nach oben wieder durch Autokollimation senkrecht zu jener planparallelen Platte oder parallel zur vertikalen Drehachse. Sollte dies durch Drehung um die Limbusachse nicht möglich sein, so beseitigt man etwaige Abweichungen durch Betätigung der Schrauben an dem Limbusträger.

Nachdem so die erste Forderung erfüllt ist, befestigt man die Halbkugel wieder auf dem Instrument, nimmt eine vorläufige rohe Zentrierung vor und justiert an den Schrauben j so lange, bis die Planfläche der Halbkugel einen fernen Gegenstand im Fernrohr bei Drehung der Halbkugel um die vertikale Achse in Ruhe spiegelt (Erfüllung der Forderung 2).

Die Forderungen 3 und 4 werden erfüllt durch Beobachtung des gleichmäßigen Abstandes der Oberfläche der Halbkugel gegenüber der wieder aufgeschraubten Konkavlinse vor dem Objektiv des Fernrohrs bei Drehung der Halbkugel. Dies läßt sich bei dem geringen Abstand mit einer Lupe sehr genau durchführen und bedarf keiner Fühlhebelvorrichtung, wie man auch vorgeschlagen hat. Man beobachtet zuerst den Äquatorabstand und stellt diesen gleichmäßig mittelst der Schrauben z her. Darauf prüft man die richtige Höhenlage der Halbkugel durch Beobachtung des gleichmäßigen Abstands bei tieferen Lagen des Fernrohrs.

In der fünften Forderung wird die richtige Lage des Nullpunktes der Limbusteilung im Nadir (oder des Punktes 180° im Zenit) der Halbkugel verlangt. Diese Lage würde sehr einfach zu prüfen sein, wenn die Teilung über den ganzen Limbus ginge und sich nicht nur über etwa einen Quadranten erstreckte. Dann nämlich brauchte man nur nach Wiederaufschraubung der Konkavlinse den Winkel ρ der Totalreflexion auf beiden Seiten der Halbkugel zu messen, um zu erkennen, ob die

Mittellage von beiden Ablesungen auf den Nullpunkt der Teilung führt. Bei der fehlenden Durchteilung des Limbus muß man aber bedenken, daß die Fernrohrachse ohne Konkavlinse, wie sie zu den Justierungen 1 und 2 diente, nicht ohne weiteres dieselbe Lage hat, wie die Fernrohrachse, die bei der Einstellung der Grenze der Totalreflexion in Frage kommt. Bei einer fehlenden Durchteilung, die aber bei allen Instrumenten in Zukunft angebracht werden sollte, kann man sich auf folgende Weise helfen. Der Brechungsindex der Halbkugel sei für Na-Licht N und der Winkel der Totalreflexion gegen Luft mit dem Brechungsindex 1 und gegen Wasser mit dem Brechungsindex n_w sei $\varrho_l + \delta$ bzw. $\varrho_w + \delta$.

Dann gelten folgende Gleichungen

$$1 = (N + \Delta) \cdot \sin(\varrho_l + \delta) \quad (1)$$

$$n_w = (N + \Delta) \cdot \sin(\varrho_w + \delta). \quad (2)$$

Hieraus folgt

$$n_w = \frac{\sin(\varrho_w + \delta)}{\sin(\varrho_l + \delta)}. \quad (3)$$

Wenn nun beobachtet wurde

$$\begin{aligned} \varrho_l + \delta &= 33^\circ 48' \\ \varrho_w + \delta &= 47^\circ 53', \end{aligned} \quad (4)$$

so findet man nach (3)

$$n_w = 1,3334.$$

Der richtige Wert wäre bei der Beobachtungstemperatur von 16° 1,33326.

Wenn man nun einmal annimmt, daß die Winkel in (4) um je $0^\circ 1'$ zu klein gefunden seien, so würde man für (3) anzunehmen haben

$$n_w = \frac{\sin(47^\circ 54')}{\sin(33^\circ 49')} = 1,3332,$$

woraus man für den richtigen Wert des Wassers bei 16° die Nullmarke um $0^\circ 0,7'$ zu verändern und zwar den Nonius im Sinne der Teilung um diesen Betrag zu verschieben hätte.

Man muß der Sicherheit wegen diese Messung mehrfach wiederholen und kann zur Kontrolle auch noch andere Medien heranziehen, unter denen besonders geeignet sind:

farbloser Flußspat	$n = 1,4338,$
Kalkspat	$\varepsilon = 1,4864,$
Quarz	$\omega = 1,5442,$
Quarz	$\varepsilon = 1,5533,$
Kalkspat	$\omega = 1,6584.$

Man darf bei diesen aufgelegten Kristallen aber nicht unbeachtet lassen, daß die Grenzebenen nie solche eindeutigen Lagen haben, wie die

Luft und der Wassertropfen. Einer orientierten Fläche bedarf es bei der Verwendung der außerordentlichen Brechung bei Quarz und Kalkspat nicht, wie weiter unten auf S. 660 erläutert wird. Mit diesem korrigierten Nullpunkt läßt sich nun auch aus Gleichungen (1) und (2) das Δ und damit der richtige Wert für den Brechungsindex N der Halbkugel finden.

172. Die Ausführung der Messung und die Beleuchtung am Totalreflektometer. Bei dem Totalreflektometer beobachtet man eine Erscheinung, die sich auf kein reelles Objekt zurückführen läßt. Man sieht nur eine Schattengrenze zwischen hell und dunkel und zwar so wenig deutlich, daß man sie anfangs für ganz unzuverlässig und nicht geeignet zu exakten Messungen halten möchte, bis das Auge sich daran gewöhnt hat und in diesem zarten Gebilde eine vortrefflich einstellbare Marke würdigen lernt. Die Beleuchtung muß freilich darnach eingerichtet werden, da sonst die Erscheinung schließlich ganz verschwindet. Die Theorie sagt (s. § 16), daß die Totalreflexion bei Strahlen eintritt, die von einem ganz bestimmten Winkel ϱ an gegen die Grenzfläche geneigt sind. Solche Strahlen werden mit einem Fernrohr beobachtet. Wenn man daher in den Figuren 630 und 631 die Beleuchtungsverhältnisse näher betrachtet, so hat man sich unter jedem Strahl 1 oder 2 oder 3 usw. ein ganzes Bündel von Parallelstrahlen vorzustellen.

Die Beleuchtung zur Hervorbringung der Grenze zwischen hell und dunkel kann entweder durch streifend einfallendes Licht (Fig. 630) oder durch reflektiertes (Fig. 631) erfolgen. Die Beleuchtungsverhältnisse sind in den genannten Figuren so dargestellt, wie sie zwischen Kalkspat ω und einem Glas vom Brechungsindex 1,83 auftreten. Der optische Kontakt zwischen Kristall und Halbkugel muß durch eine Flüssigkeit, deren Index den des Kristalls übersteigt, erfolgen.

Der Kristall ist immer so aufzulegen, daß die zwischengeschaltete Flüssigkeitsschicht von parallelen Flächen begrenzt wird, dann ist ihr Einfluß auf die Neigung der Strahlen verschwindend. Um diese Lage auch bei sehr kleinen Kristallflächen zu gewährleisten, hat F. Stöber¹⁾ einen kleinen Apparat konstruiert, bei dem der Kristall in der Mitte einer ringförmigen, nach außen polierten Glasplatte liegt. Der Kristall sitzt auf einem Träger, welcher kleine Justierungen vorzunehmen erlaubt, sodaß man auf einem Goniometer erkennen kann, ob die Kristallfläche mit der polierten Fläche des Ringes parallel läuft. Ist dies der Fall, so wird der ganze kleine Apparat auf die Basisfläche des Totalreflektometers aufgesetzt.

Bei dem in Fig. 630 dargestellten streifenden Einfall, bei dem man von links her ein Lichtbüschel 1 bis 6 auf die dem Fernrohr gegenüberliegende Seite der Berührungsebenen von Kristall und Halbkugel fallen läßt, werden die Wellennormalen links 1 und 2 nach rechts

¹⁾ Z. X. 54. 1915. 273—275.

1 und 2 total reflektiert und nicht weiter verwendet. Die tangierende Wellennormale 3 wird unter dem Grenzwinkel ϱ gebrochen, und die übrigen Normalen, 4, 5 und 6, erfahren teils Reflexion nach rechts oben, teils Brechung nach rechts unten. Stellt man nun ein Fernrohr auf die austretende Richtung 3 ein, so sieht man (Fig. 630 rechts) die untere

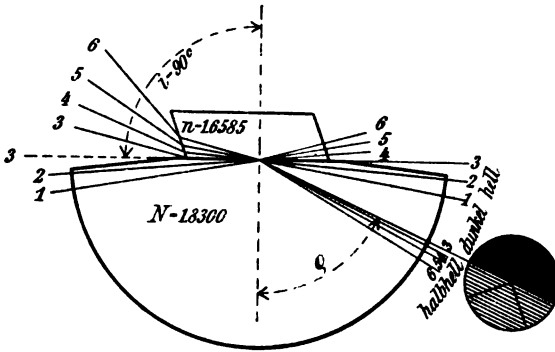


Fig. 630.

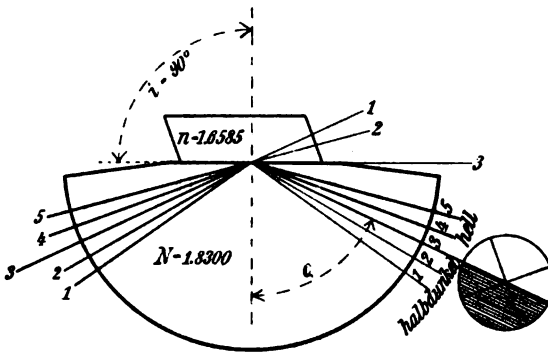


Fig. 631.

Hälfte des Gesichtsfeldes halb hell und die obere Hälfte vollständig dunkel. Infolge der Knickung des Fernrohrs durch das totalreflektierende Prisma im Okular sieht man die Feldbeleuchtung umgekehrt, also bei streifender Inzidenz oben hell und unten dunkel und bei reflektierender Inzidenz oben dunkel und unten hell. Kennt man den Index N des Glases der Halbkugel, so kann man aus dem Winkel ϱ den Index der totalreflektierenden Wellennormale berechnen:

$$n = N \sin \varrho.$$

Eine graphische Lösung dieser Formel läßt sich mit der Tafel auf S. 604 ausführen, eine andere gab A. Hutchinson¹⁾.

Dispersionen können am Totalreflektometer zuweilen sehr schwach in die Erscheinung treten, wenn auch der Körper, an dem die Totalreflexion beobachtet wird, an sich eine starke Dispersion besitzt. Der Winkel ϱ ist eben abhängig von der Lichtbrechung der Halbkugel (N_C , N_D , N_F) und der Lichtbrechung des zu untersuchenden Körpers (n_C , n_D , n_F). Der Quotient n/N kann dabei fast konstant werden. Bei stark absorbierenden Kristallen wird die Grenze undeutlich, und bei starkem Pleochroismus kann die eine Grenze scharf, die andere sehr verwaschen sein oder überhaupt nicht mehr beobachtet werden. A. Becker hat in seiner Kristalloptik von 1903 S. 309 entsprechende Kurven gezeichnet, die bei durchsichtigen Kristallen einen scharfen Knick und bei stark absorbierenden eine Abrundung erkennen lassen.

Die Umrisse des Kristalls, also seine zur Auflage mehr oder weniger geeigneten Seitenflächen, können dem Eintritt der Wellennormalen 3, 4 usw. in Fig. 630 so hinderlich sein, daß zur Hervorbringung eines schmalen, das halbhelle Gesichtsfeld beleuchtenden Büschels ein breites Einfallsbüschel erforderlich ist, oder es können aus Luft überhaupt keine Strahlen in der Weise in das obere Medium eintreten, daß sie inwendig streifend verlaufen. Dies tritt immer bei der konvexen Begrenzung eines Flüssigkeitstropfens ein. Hier empfiehlt es sich nun nicht, wie vorgeschlagen wird, einen kurzen Glaszylinder auf die Halbkugel zu bringen und mit dieser Flüssigkeit zu füllen, damit man für den günstigen Eintritt der Beleuchtung senkrechte Wandungen erhält, vielmehr wählt man in diesem Fall zweckmäßigerweise die zweite Beleuchtungsart, die des reflektierten Lichtes, wie sie in Fig. 631 dargestellt ist. Man bringt hier das Fadenkreuz des Fernrohrs auf die Grenzlinie der partiellen Reflexion. Wenn der Rand des Präparates es irgend ermöglicht, wendet man die erstere Art der Beleuchtung an, da die Grenze zwischen dunkel und halbhell (Fig. 630) deutlicher zu erscheinen pflegt, als diejenige zwischen hell und halbdunkel (Fig. 631), indessen gewöhnt man sich auch bald an die zarteren Unterschiede im zweiten Fall. Der Winkel ϱ ist in beiden Fällen der gleiche, wie aus den Figuren hervorgeht. Bei der Anbringung der Beleuchtung durch Spiegel oder Linse muß man vorsichtig die eine Beleuchtungsart von der andern trennen und also nicht etwa Licht in der Richtung 3, 4, 5 der Fig. 630 gleichzeitig mit Licht in der Richtung 3, 4, 5 der Fig. 631 auffallen lassen, da dann das dunkle Feld der partiellen Brechung oder das halbdunkle Feld der partiellen Reflexion aufgehellt und damit die Grenzlinie verwischt würde. Andererseits soll man auch nicht mit Licht von zu kleiner Apertur beleuchten, weil sonst die Grenze im Gesichtsfeld auf eine schmale Linie zusammenschrumpft. — Die ganze Beleuchtungsoperation, die dem Ungeübten Schwierigkeiten bereiten kann,

¹⁾ Min. Magaz. 16. 1912. 236—238.

wird ungemein erleichtert, wenn man sich für sein Instrument eine Tabelle anfertigt, in der für alle Brechungsindizes schon die Winkel der Totalreflexion ausgerechnet sind, sodaß man sieht, mit welcher Stellung des Fernrohrs bzw. des Spiegels man es in dem vorliegenden Fall zu tun hat; im allgemeinen weiß man ja, um welche Brechung es sich ungefähr handelt. Mit einer solchen Tabelle kann man außerdem am einfachsten und schnellsten die zu den Winkeln ρ gehörenden Brechungsindizes finden.

173. Der Strahlengang bei der Totalreflexion in doppelbrechenden Medien kann zum Teil sehr verwickelt werden.

An einem tetragonalen oder hexagonalen Kristall sei eine Fläche parallel zur Hauptachse angeschliffen, die zur Ermittlung von ϵ oder ω oder eines mittleren Index dienen soll. Zur Einstellung der Grenze der ordentlichen oder außerordentlichen Welle versieht man das Fernrohr mit einem Analysator. Bei Drehung der Kristallplatte auf der gläsernen Halbkugel (oder besser mit dieser) erhält man Grenzwinkel für alle Wellennormalen oder auch für deren reziproke Werte, d. h. für alle Halbmesser des Durchschnitts der Indexfläche. Die Zeichenebene von

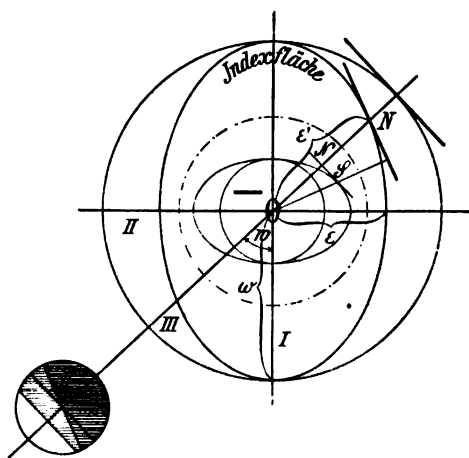


Fig. 632.

Fig. 632 stelle die Schlifffläche des Kristalls dar, das Einfallslot stehe im Mittelpunkt O senkrecht, und die Einfallsebenen für alle Azimute liegen senkrecht zur Zeichenebene. Befindet sich das Fernrohr in der Einfallsebene I, also in einem optischen Hauptschnitt, so sieht man im Fernrohr nur eine Grenzlinie, und der Grenzwinkel gibt einen Wert für die ordentliche Welle ω . Liegt das Fernrohr in der Einfallsebene II, also senkrecht zum Hauptschnitt, so erhält man im Gesichtsfeld zwei Grenzlinien, und die zugehörigen Grenzwinkel ergeben Werte für die ordentliche und außerordentliche Welle. In allen Zwischenlagen der

Bei den zweiachsigen Kristallen sind die Verhältnisse viel verwickelter als bei den einachsigen. Man wird in der Praxis die Beobachtungen möglichst auf Flächen beschränken, die einem optischen Hauptschnitt parallel laufen. An jedem Schliff dieser Art lassen sich alle drei Brechungsindizes α , β , γ ermitteln. Man braucht sich nur zu erinnern, daß in einem solchen Hauptschnitt in der Richtung jedes Vektors zwei Wellennormalen hintereinander herlaufen, die sich unter dem Einfluß der beiden andern Vektoren fortpflanzen. Angenommen ein Schnitt liege parallel zu a und c und stehe also senkrecht auf b (vergl. in § 32 Figuren 85 und 93), dann führt die Beobachtung in der Richtung a zu den Brechungsindizes β und γ , in der Richtung c zu den Indizes β und α . Eine solche Platte läßt den Index des Vektors, auf dem sie senkrecht steht, zweimal oder richtiger unendlich mal, nämlich in allen Azimuten, finden, während die andern beiden Indizes nur je einmal und zwar in ganz bestimmten Azimuten gefunden werden. Im übrigen sei wegen dieser zweiachsigen Medien auf die untenstehende Literatur¹⁾ verwiesen.

Dritter Teil.

Untersuchung auf Kohäsion und Dichte.

Von Kohäsionseigenschaften sind bisher nur Spaltbarkeit und Härte der praktischen Untersuchung zugänglich, während Festigkeit (Widerstand, den ein Körper dem Zerreißen, Zerbrechen, Zerdrehen oder Zerdücken entgegensetzt), Biegsamkeit und mechanische Elastizität noch keine Verwendung bei der Diagnose finden. Auch in bezug auf scharfe Unterscheidung von spröden und weichen Mineralien ist man noch nicht weit über die Anfangsstadien hinausgerückt.

Erste Abteilung.

Spaltbarkeit und Härte.

174. Spaltbarkeit. Durch die Erschütterung beim Schleifen bilden sich in den mit deutlichem Blätterbruch versehenen Mineralien Risse und Spalten, deren Schärfe und mehr oder weniger stetiger Verlauf durch die größere oder geringere Vollkommenheit der Spaltbarkeit in dem be-

¹⁾ Th. Liebisch, N. J. 1885 I. 245—253; 1885 II. 181—211; 1886 II. 47—66. Ferner J. Danker, N. J. B. B. 4. 1886. 241—290. Th. Liebisch, Phys. Kristallogr. 1891. S. 415—427. S. Nakamura, Göttinger Nachr. 1903. 343—352. J. Pockels, Lehrb. d. Kristallogr. 1900. S. 118—134. C. Viola, Z. X. 31. 1899. 40—48; N. J. 1912 II. 45—66.

treffenden Mineral bedingt wird, während ihre Richtung dem Durchschnitt der Spaltflächen mit der Schlibfebene entspricht. E. Cohen gibt an¹⁾, daß auch durch Glühen der Dünnschliffe bisweilen Spaltrisse entstehen, die durch die mechanische Erschütterung des Schleifens nicht zum Vorschein kamen.

Je vollkommener die Spaltbarkeit eines Minerals ist, desto dichter gedrängt, desto weniger unterbrochen und desto schärfer verlaufen die Spaltrisse in seinen Durchschnitten. Bei weniger vollkommen spaltenden Kristallen pflegen die Spaltrisse spärlicher zu sein, und es ist sehr charakteristisch, daß sie oft mitten im Durchschnitt absetzen und in eine andere parallele Ebene überspringen, während sich zwischen den beiden Spaltrissen ein unregelmäßig verlaufender Sprung einstellt. Es laufen daher in solchen Fällen die Spaltrisse nicht nur nebeneinander, sondern sie anastomosieren vielfach miteinander. Es hängt jedoch die Vollkommenheit der Spaltrisse auch davon ab, unter welchem Winkel die Schlibfläche die Blätterdurchgänge schneidet. Bei senkrechter Lage beider Ebenen zueinander sind die Spaltrisse am schärfsten, bei schiefer Lage, die man leicht durch Senkung des Objektivs erkennt, erscheinen die Spaltrisse wegen der Totalreflexion an den kapillaren Luftschichten zwischen den Trennungsebenen oft breit und dunkel und ihre Ränder sind bisweilen sehr feinzackig. — Die Wahrnehmung der Spaltrisse u. d. M. zumal bei farblosen Mineralien ist oft bei voller Beleuchtung nicht möglich; sie treten erst bei engerer Apertur, etwa durch Senken des Kondensors, deutlich hervor. Die Erklärung findet sich in Paragraph 137 bei Besprechung der Methoden zur Bestimmung der Lichtbrechung S. 557. S. Calderon²⁾ hat die Spuren der Spaltflächen durch Tinktionen schärfer hervortreten lassen.

Der Verlauf der Spaltrisse und ihre gegenseitige Lage ist abhängig von der Richtung, in welcher der Schnitt das Mineral trifft. Für diese gegenseitige Lage der Spaltrisse findet man leicht, daß im regulären System bei oktaëdrischer Spaltbarkeit oder im quadratischen und rhombischen System bei pyramidalen Spaltung die verschiedenen Rißsysteme nach zwei, drei oder vier verschiedenen Richtungen verlaufen können. Hat der Schlib die Lage einer Würfelfläche, so müssen zwei sich rechtwinklig kreuzende Rißsysteme auftreten. Hat er die Lage einer Oktaëderfläche, so müssen die Risse sich in drei unter 60° geneigten Richtungen schneiden. Bei anderer Lage des Schlibes können vier Systeme von Rissen in die Erscheinung treten. Spaltbarkeit nach dem Würfel führt zu zwei oder drei Rißsystemen, Spaltbarkeit nach dem Rhombendodekaëder kann an ein und demselben Schlib bis zu sechs verschieden gerichtete Rißsysteme hervorrufen. Im hexagonalen System gibt rhomboëdrische Spaltbarkeit zwei oder drei, prismatische Spaltbarkeit ein oder

¹⁾ N. J. 1879. 866.

²⁾ Boll. R. Soc. Esp. Hist. Nat. Juni 1907. Ref. Z. X. 49. 1911. 301—302.

drei Reißsysteme; nur zwei Systeme sollten hier theoretisch nicht auftreten, werden aber häufiger zu beobachten sein, wenn der Schliff gegen eine Spaltfläche sehr wenig geneigt ist, und hier die Spaltbarkeit nicht zum Ausdruck kommt. Prismatische Spaltbarkeit in anderen Kristallsystemen ergibt ein oder zwei Gruppen, pinakoidale Spaltbarkeit immer nur eine einzige Gruppe von parallelen Rissen. Spaltbarkeit nach mehreren Pinakoiden liefert dieselben Erscheinungen, wie eine prismatische Spaltbarkeit, unterscheidet sich von dieser jedoch durch ungleiche Vollkommenheit der Spaltrisse. — In welcher Weise eine gleichzeitige Spaltbarkeit pinakoidaler und prismatischer, beziehungsweise pyramidaler Lage sich mikroskopisch ausdrückt, ergibt sich aus dem Gesagten von selbst. Taf. V Figuren 1 bis 6 und Taf. VI Figuren 1 bis 5 geben Beispiele für die verschiedene Vollkommenheit und gegenseitige Lage der Spaltrisse.

Es ist klar, daß man die Winkel, unter denen sich Spaltflächen schneiden müssen, berechnen kann, wenn man die Lage des Schnitts und den normalen Spaltwinkel kennt; ebenso kann man aus dem im konkreten Falle gemessenen Spaltwinkel, wenn man die Zone kennt, in welcher der Schnitt liegt, die Lage der Schnittfläche bestimmen, und die Zone ist oft auf optischem Wege mit annähernder Sicherheit zu erkennen. Doch macht die unendliche Mannigfaltigkeit der Schnittlagen und die sehr ungenaue Messung der Winkel der Spaltrisse, wenn diese schräg das Präparat durchsetzen, derartige Rechnungen ziemlich wertlos; jedenfalls ist ihre Bedeutung für die Diagnose eine sehr geringe. Man überzeugt sich davon leicht, wenn man die von J. Thoulet¹⁾ berechneten Schemata genau durchsieht oder praktisch zu verwerten sucht. Neuerdings hat de Souza-Brandão das Problem wieder aufgegriffen, wobei er auch Umrisse, Zwillingslamellierung und zonare Wachstumsformen besonders bei Plagioklasen zur Orientierung zu verwerten sucht²⁾.

Auch die Strukturflächen der Translation und der „einfachen Schiebung nach Gleitflächen“³⁾ treten im mikroskopischen Bild häufig in Erscheinung und sind oft von Spaltrissen nicht zu unterscheiden. Fig. 6 auf Tafel XV zeigt die mit Gleitflächen zusammenhängenden Druckfiguren am Biotit. Viele Einzelheiten werden bei den Mineralien im speziellen Teil dieser Physiographie mitgeteilt werden.

Der Bruch der Mineralien hat kein mikroskopisches Phänomen zur Folge; die unregelmäßigen Risse und Sprünge in spaltenden und nicht spaltenden Mineralien sind entweder durch Aggregation bedingt

¹⁾ Ann. Mines 14. 1878. 100—120.

²⁾ Communicações da direcção dos serv. geol. Lisboa. 4. 1901. 57—126; Zentralblatt f. Min. 1903. 323—330.

³⁾ S. die Zusammenstellung über „Die Struktureigenschaften der Kristalle“ von A. Johnsen in Fortschritte der Mineralogie usw. 3. 1913. 93—140. Unter neueren Untersuchungen ist u. a. auch die Arbeit „Über künstliche Schiebungen und Translationen“ von K. Veit (u. A. Johnsen) zu erwähnen. N. J. B. B. 45. 1921. 121—148.

und folgen dann den Grenzen der einzelnen aggregierten Individuen, oder sie entsprechen einer schon vor dem Schleifen vorhandenen inneren Zertrümmerung, die in manchen Fällen durch mechanischen Druck im Gebirge, in andern Fällen durch chemische Prozesse (Spalten im Olivin bei seiner Serpentinisierung u. a.) zur Entwicklung gelangte.

175. Härte pflegt man vielfach zu definieren als den Widerstand, den ein Körper dem Eindringen eines andern entgegengesetzt, wobei man das Maß dieses Widerstandes durch Ritzversuche mit den bekannten Mineralien der Mohs'schen Härteskala zu ermitteln versucht. Bei den Härtebestimmungen an isoliertem Pulver drückt man nach einem von E. Cohen angegebenen Verfahren die Körner des Pulvers kräftig in die glatt geschnittene Endfläche eines wenige Millimeter dicken Bleistempels, und bedient sich seiner als Handhabe, um Ritzversuche auf den Flächen von Mineralien von bekannter Härte auszuführen. Ungefähre Bestimmungen kann man dadurch erhalten, daß man das Pulver zwischen zwei Objektgläsern reibt und nachsieht, ob diese geritzt werden oder nicht. In letzterem Fall gibt das Knirschen und das leichtere oder schwerere Zerdrücken der Körnchen zwischen den Gläsern Anhaltspunkte zur weiteren Beurteilung der Härte.

C. Lane¹⁾ hat eine dunkle Härteskala vorgeschlagen, die für farblose Mineralien zweckmäßig ist, da ein weiches Mineral auf einem härteren einen Strich hinterläßt und ein dunkler Strich leichter sichtbar wird. Er empfiehlt

1. Graphit, 2. Antimonit, 3. Bleiglanz, 4. Eisen (weiche Nägel), 5. Rotnickelkies, 6. Magnetit.

Zur feineren Untersuchung dienen nach dem Vorgang von A. Seebeck²⁾ und den Arbeiten von W. J. Grailich und F. Pekárek³⁾, sowie von F. Exner⁴⁾ die Sklerometer, die sich aber in der gewöhnlichen Form für unsere Zwecke nicht wohl eignen. T. A. Jaggarr sucht diesem Mangel dadurch abzuweichen, daß er mit seinem Mikrosklerometer den Widerstand mißt, den ein Körper einer Diamantspitze entgegengesetzt, die sich unter gleichbleibenden Bedingungen in Berührung mit ihm bewegt und Teilchen seiner Substanz wegnimmt⁵⁾. Mit diesem Instrument lassen sich auch an mikroskopischen Platten Härtebestimmungen ausführen. Weitere Methoden, die mehr oder weniger auf ein Ritzverfahren hinauslaufen, sind von E. Müller⁶⁾, V. Pöschl⁷⁾, H. Z. Kip⁸⁾ und A. L.

¹⁾ Bull. Geol. Soc. Am. 23. 1912. 725. Ref. Z. X. 55. 1915/20. 412.

²⁾ Über Härteprüfung an Kristallen. Programm d. Cölln. Gymn. Berlin 1833.

³⁾ S.W.A. 13. 1854. 410—436.

⁴⁾ Untersuchungen über die Härte an Kristallen. Wien, 1873. 160 S.

⁵⁾ Z. X. 29. 1898. 262—275.

⁶⁾ Über Härtebestimmung. Inaug.-Dissert. Jena 1906. 41 S. und 7 Taf.

⁷⁾ Z. f. wiss. Mikrosk. 26. 109. 104—110; s. auch V. Pöschl, Die Härte der festen Körper und ihre physikalisch-chemische Bedeutung, Dresden 1909. 84 S.

⁸⁾ Am. Journ. 24. 1907. 23—32. Ref. N. J. 1909 I. 155—156; Am. Journ. S. 31. 1911. 96—98. Ref. N. J. 1912 II. 6.

Parsons¹⁾ ausgearbeitet und zum Teil auch auf Mineralien angewandt worden. In diesen Arbeiten finden sich auch weitere Literaturangaben.

Eine andere Definition der Härte lautet: „Härte ist der Widerstand einer ebenen Fläche gegen Abnutzung“ (Dana). Hiervon ausgehend hat A. Rosiwal nach einem von F. Toulou vorgeschlagenen Verfahren vergleichende Studien an Mineralien und Gesteinen ausgeführt²⁾. Er nimmt ein Schleifpulver von bestimmter Korngröße und bestimmter Menge und schleift hiermit eine Platte des zu untersuchenden Körpers so lange, bis das Pulver nicht mehr wirkt, bis es, wie man sich ausdrückt, totgeschliffen ist. Der Gewichtsverlust der Platte wird umgekehrt proportional ihrer Härte gesetzt. Auf diese Weise bestätigte Rosiwal in exakterer Weise ältere Angaben, wonach die Unterschiede in der Mohsschen Skala außerordentlich verschieden sind. Setzt man nämlich die Härte des Korunds gleich 1000, so erhält man nach neueren Untersuchungen von Rosiwal³⁾ für die andern Mineralien folgende Werte, die er als relative Härte nach der Abschleißgröße bezeichnet und die er teils auf Korund gleich 1000, teils auf Quarz (Basishärte) gleich 100 bezieht. Die nachstehende Tabelle gibt einen kurzen Auszug aus den zahlreichen Rosiwalschen Untersuchungen auf diesem Gebiet.

Härtegrad nach Mohs	Mineral	Untersuchte Fläche	Korund = 1000	Quarz = 100	Härtegrad nach Mohs	Mineral	Untersuchte Fläche	Korund = 1000	Quarz = 100
1	Talk	Aggregat	0,62	0,59	6	Orthoklas	(100)	29,2	27,7
1½	Gips	[001]	0,64	0,61			(010)	27,1	25,7
		(010)	0,37	0,36			(001)	18,1	17,2
2	Steinsalz	(100)	1,24	1,18			[100]	39,2	37,2
		(111)	1,42	1,35	7	Quarz	(0001)	105,5	100
3	Kalkspat	(0001)	3,63	3,44			(10 $\bar{1}$ 0)	91,0	86,3
		(10 $\bar{1}$ 0)	2,90	2,74			(10 $\bar{1}$ 1)	77,4	73,4
		(10 $\bar{1}$ 1)	2,02	1,91	8	Topas	(001)	91,4	86,6
4	Flußspat	(100)	3,20	3,05			(110)	127,5	121
		(111)	3,01	2,83	9	Korund	Mittelwert	1000	949
5	Apatit	(0001)	3,48	3,30	10	Diamant		90000	85300
		(10 $\bar{1}$ 0)	5,48	5,19					

Die Rosiwalsche Methode wurde von B. Halle⁴⁾ dahin abgeändert, daß er als Schleifplatte nicht Glas, sondern Messing wählte und

¹⁾ Z. X. 47. 1910. 363—370. Am. Journ. 29. 1910. 162—168.

²⁾ Verh. K. K. Geol. Reichsanst. 1896. 475—491.

³⁾ Verh. K. K. Geol. Reichsanst. 1916. 117—147; s. auch Mitt. Wien. Min. Ges. Nr. 80. 1917, S. 69—70.

⁴⁾ Deutsch. Mech. Ztg. 1909. 81—84; Z. f. wiss. Mikrosk. 26. 1909. 424—425. Ref. Z. X. 51. 1913. 313.

nicht eine bestimmte Menge Schleifmittel verbrauchte, sondern unter fortwährender Zufuhr von frischem Schleifmittel den Gewichtsverlust während einer bestimmten Zeit feststellte.

P. J. Holmquist ¹⁾ erweiterte die Toulou-Rosiwalsche Methode vorteilhaft, indem er das zu prüfende Mineral auf der Platte eines andern Minerals als Vergleichsplatte mit Carborundum abschliiff und das sich dabei ergebende Verhältnis der Gewichtsverluste am Mineral und an der Vergleichsplatte feststellte. Als „relativen Abnutzungswiderstand“ bezeichnet er den reziproken Quotienten, gebildet aus den Volumverlusten (Gewichtsverlusten, dividiert durch die Dichten) der beiden Platten. Er findet nach diesem Verfahren sehr bemerkenswerte Unterschiede in den „Härten“ auf verschiedenen Flächen ein und desselben Minerals. So zeigt Topas auf der Basis und auf dem Prisma (Schleifrichtung parallel Prismenachse) einen geringeren relativen Abnutzungswiderstand als Quarz auf der Basis. Setzt man den Abnutzungswiderstand des Quarzes auf der Basis = 1000, so ist er auf seinem Prisma = 900, auf seinem Rhomboëder = 840, während er bei Topas auf der Basis nur 633 und auf den Prisma parallel zur Prismenachse 813 beträgt.

Nach einer dritten von H. Hertz herrührenden Definition soll Härte die Druckfestigkeit eines Körpers bei Berührung seiner ebenen Fläche mit einer Linse sein. Daß es sich hier um etwas ganz anderes handelt, als was die Mineralogen bis dahin als Härte ansahen, hat F. Auerbach nachgewiesen, indem er zeigte, daß unter 14 Glassorten von sehr verschiedener Druckfestigkeit jedes Glas von jedem anderen geritzt wurde ²⁾. Ein besonders interessantes Ergebnis der Auerbachschen Studien ist die Trennung in spröde und plastische Körper. Bei den ersteren entsteht bei dem Aufeinanderdrücken von Platte und Linse plötzlich ein feiner Sprung, bei den letzteren eine bleibende Vertiefung auf der Platte und eine Abplattung auf der Linse. Zu den ersteren gehört z. B. Quarz. zu den letzteren Steinsalz und Flußspat.

Den Zusammenhang zwischen Härte und Spaltbarkeit hat J. L. C. Schroeder v. d. Kolk näher untersucht ³⁾, als er die von A. Kennigott aufgestellten Beziehungen zwischen Atomgewicht, Härte und Dichte weiter verfolgte. Er findet, daß die Härte eines Minerals proportional dem Quotienten ist, den man aus Dichte und Molekulargewicht erhält. vorausgesetzt, daß die Härtebestimmung eines Körpers durch seine Spaltbarkeit keine Störung erfährt.

¹⁾ Geol. Fören. i. Stockh. Förhandl. **36**. 1911. 231—311; **36**. 1914. 401—431. Ref. N. J. 1912 II. 5—6 und 1915 II. 302—304 und Z. X. **55**. 1915/20. 98—99.

²⁾ Wied. Ann. Phys. **43**. 1891. 61—100; **45**. 1892. 262—291; **53**. 1894. 1000—1038; **58**. 1896. 357—390.

³⁾ Verh. K. Akad. Amsterdam. 1901 und 1902. Ref. Zentralbl. f. Min. usw. 1902. 376—380.

Zweite Abteilung.

Dichte.

Erstes Kapitel.

Theoretisches.

176. Definitionen. Eine strenge Ausdrucksweise sollte spezifisches Gewicht und Dichte unterscheiden. **Spezifisches Gewicht** ist ein Gewicht, nämlich das Gewicht der Volumeinheit, also das Gewicht eines Kubikzentimeters in Gramm, und **Dichte** ist eine Zahl, nämlich die Zahl, welche angibt, wieviel mal schwerer ein Körper ist, als ein gleiches Volumen Wasser. Hiernach müßte man bei der Angabe eines spezifischen Gewichtes eigentlich immer das Wort Gramm hinzufügen, also etwa bei Quarz von dem spezifischen Gewicht 2,6507 g, aber bei seiner Dichte nur von der Zahl 2,6507 sprechen, was aber kaum je geschieht. Da erscheint es schon richtiger und überdies auch viel bequemer, die Bezeichnung spezifisches Gewicht durch das Wort Dichte konsequent zu ersetzen.

Die Fehler in der Angabe einer Dichte sind wie bei allen solchen numerischen Größen von der Ausführung abhängig; hier aber bleibt noch eine weitere Fehlerquelle übrig¹⁾, die man, wie H. Le Chatelier²⁾ sich richtig ausdrückt, „lediglich auf die schwankende Definition des Begriffs Dichte“ zurückführen muß. Man sollte überhaupt nicht von der Dichte d schlechtweg reden oder nur dann, wenn es sich um rohe Annäherungen in den Angaben — wie sie in der Petrographie allenfalls, nicht aber in der Mineralogie genügen — handelt, sollte aber sonst immer hinzufügen, auf welche Temperatur des Minerals, des Wassers und bei sehr genauen Bestimmungen auch auf welche Temperatur und welchen Druck der Luft sich die Angabe bezieht. Es mag hier auffallen, daß auch eine Angabe über die Temperatur des Wassers gefordert wird, trotzdem man doch weiß, daß Wasser bei 4° die höchste Dichte erreicht und sich also auch bei dieser Temperatur als sicherster Vergleichskörper darbietet. Es hat sich aber schon längst, zum mindesten bei den Nicht-Physikern, insbesondere bei den Mineralogen und Chemikern die Sitte verbreitet, auch auf anders temperiertes Wasser die Dichte zu beziehen und dabei nicht einmal genaue Angaben über diese Temperatur zu machen. Auf diese Weise erklären sich z. B. Angaben über die Dichte des doch so einheitlich aufgebauten Quarzes, die selbst bei zuverlässigen Beobachtern zwischen 2,648 und 2,660 schwanken.

¹⁾ Die nachfolgenden Darlegungen entnehme ich teilweise einer eben erschienenen Dissertation meines Schülers, des Herrn Dr. L. Ahlers, Über die Dichte von Quarz, Orthoklas, Albit und Anorthit. Inaug.-Dissert. Heidelberg 1922. Z. X. 59. 1924. 293—332.

²⁾ Kieselsäure und Silikate, übersetzt von H. Finkelstein, Leipzig 1920. S. 100.

Eine Bezeichnung d_{t_m/t_w} soll angeben, daß ein Mineral von der Temperatur t_m^0 sich auf Wasser von der Temperatur t_w^0 bezieht. Es soll also dieser Wert d_{t_m/t_w} aussagen, wieviel mal dichter ein Mineral von der Temperatur t_m^0 als Wasser von der Temperatur t_w^0 ist. Bei einer solchen Dichtebezeichnung muß aber noch ferner unterschieden werden, ob sie auf Wägungen in Luft bezogen ist oder auf Vakuum umgerechnet wurde. Bei genaueren Bestimmungen, die über die dritte Dezimale hinausgehen, scheint es eine Regel — allerdings auch nicht mehr als eine Regel — zu sein, die Wägungen auf den luftleeren Raum zu beziehen. Bei den Mineralogen dagegen werden sehr häufig die im Luftraum ausgeführten Wägungen nicht auf Vakuum umgerechnet. Man wird daher, um Verwechslungen zu vermeiden, der obigen d_{t_m/t_w} -Symbolik noch ein l oder v hinzufügen, so daß also bedeutet:

$d_{t_m/t_w/l}$ Dichte eines Minerals von t_m^0 bezogen auf Wasser von t_w^0 bei Wägungen in Luft.

$d_{t_m/t_w/v}$ Dichte eines Minerals von t_m^0 bezogen auf Wasser von t_w^0 bei Wägungen im Vakuum.

Hiernach sollte konsequenterweise eine Dichte, bei der weder die Temperatur des Minerals, noch des Wassers, noch die Art der Wägung in Luft oder im Vakuum angegeben ist mit d_{t_m/t_w} oder kurz mit d bezeichnet werden.

Man beobachtet immer die Dichte $d_{t_m/t_w/l}$ und wird diese in $d_{0/4/l}$ oder $d_{0/4/v}$ umrechnen wollen. Drückt man diese Definitionen in Worten aus, so lauten sie:

1. $d_{t_m/t_w/l} = \frac{\text{Gewicht von 1 ccm Mineral von } t_m^0 \text{ in Luft von } t_m^0 \text{ und } h \text{ mm Druck}}{\text{Gewicht von 1 ccm Wasser von } t_w^0 \text{ in Luft von } t_w^0 \text{ und } h \text{ mm Druck}}$;
2. $d_{t_m/4/l} = \frac{\text{Gewicht von 1 ccm Mineral von } t_m^0 \text{ in Luft von } t_m^0 \text{ und } h \text{ mm Druck}}{\text{Gewicht von 1 ccm Wasser von } 4^0 \text{ in Luft von } t_w^0 \text{ und } h \text{ mm Druck}}$;
3. $d_{0/4/l} = \frac{\text{Gewicht von 1 ccm Mineral von } 0^0 \text{ in Luft von } t_m^0 \text{ und } h \text{ mm Druck}}{\text{Gewicht von 1 ccm Wasser von } 4^0 \text{ in Luft von } t_w^0 \text{ und } h \text{ mm Druck}}$;
4. $d_{t_m/4/v} = \frac{\text{Gewicht von 1 ccm Mineral von } t_m^0 \text{ im Vakuum}}{\text{Gewicht von 1 ccm Wasser von } 4^0 \text{ im Vakuum}}$;
5. $d_{0/4/v} = \frac{\text{Gewicht von 1 ccm Mineral von } 0^0 \text{ im Vakuum}}{\text{Gewicht von 1 ccm Wasser von } 4^0 \text{ im Vakuum}}$.

Setzt man

Dichte des Wassers bei t_w^0 im Vakuum = δ_{t_w} ,

Dichte der Luft bei t_m^0 und h mm Barometerstand = $\lambda_{t_m h}$,

Kubischen Ausdehnungskoeffizienten des Minerals = α ,

so ist

$$d_{t_m/4/l} = d_{t_m/t_w/l} \cdot \delta_{t_w};$$

$$d_{0/4/l} = \frac{d_{t_m/t_w/l} \frac{\delta_{t_w} - \lambda_{t_m h}}{1 - \lambda_{t_m h}}}{1 - \alpha \cdot t_m}.$$

$$d_{t_m/t_w} = d_{t_m/t_w/l} (\delta_{t_w} - \lambda_{t_m h}) + \lambda_{t_m h};$$

$$d_{0/t_w} = [d_{t_m/t_w/l} (\delta_{t_w} - \lambda_{t_m h}) + \lambda_{t_m h}] (1 + a \cdot t_m).$$

Die Ableitungen finden sich in der Ahlersschen Dissertation.

Die Werte für die Dichte δ_{t_w} des Wassers bezogen auf das Vakuum sind

$$\delta_{4^\circ} = 1,000\,000$$

t_w	δ_{t_w}	t_w	δ_{t_w}
0°	0,999 868	20°	0,998 230
5°	0,999 992	25°	0,997 071
10°	0,999 727	30°	0,995 673
15°	0,999 126	35°	0,994 058

Die Werte für die Dichte $\lambda_{t_m h}$ der Luft bezogen auf Wasser von 4° bei der Temperatur t_m und dem Druck $h\,mm$ Quecksilber sind

Temp. t_m	Druck = $h\,mm$							
	700	710	720	730	740	750	760	770
	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
0°	1191	1208	1225	1242	1259	1276	1293	1310
5°	1170	1186	1203	1220	1236	1253	1270	1287
10°	1149	1165	1182	1198	1215	1231	1247	1264
15°	1129	1145	1161	1177	1193	1210	1226	1242
20°	1110	1126	1141	1157	1173	1189	1205	1221
25°	1091	1107	1122	1138	1153	1169	1185	1200
30°	1073	1088	1104	1119	1134	1150	1165	1180

177. Die Dichte von isomorphen Mischungen. Durch seine klassischen Untersuchungen hat J. W. Retgers gezeigt, daß bei isomorphen Mischungen eine Proportionalität zwischen Dichte und chemischer Zusammensetzung besteht. Kennt man also die Dichten d_1 und d_2 der beiden, eine isomorphe Mischung bildenden Körper, so läßt sich aus der Dichte D einer Mischung deren Zusammensetzung berechnen, wie auch der umgekehrte Weg eingeschlagen werden kann. Nennt man v_1 und v_2 die Teilvolumina, deren Summe gleich 100 gesetzt werden möge, sodaß also v_1 und v_2 die Volumprocente ausdrücken, so kann man folgende Gleichung für die Gewichte g_1 , g_2 und G aufstellen:

$$g_1 + g_2 = G$$

oder

$$v_1 d_1 + v_2 d_2 = 100 D. \tag{1}$$

Diese Gleichung sagt nichts anders aus, als daß die Teilgewichte der Komponenten gleich dem Gesamtgewicht sein müssen, was ja ohne weiteres verständlich ist.

Oder wenn man es vorzieht, die Mischung in Gewichtsprozenten anzugeben, wobei wieder g_1 und g_2 die Teilgewichte in Prozenten bedeuten sollen, so kann man auch eine Gleichung für die Volumina, aber diese nur unter der Voraussetzung aufstellen, daß bei der Mischung keine Kontraktion und keine Dilatation stattfindet, wenn also eine ungestörte Nebeneinanderlagerung von Baustein neben Baustein erfolgt. Es ist dann

$$v_1 + v_2 = V$$

$$\text{oder} \quad g_1 \cdot \frac{1}{d_1} + g_2 \cdot \frac{1}{d_2} = 100 \cdot \frac{1}{D} \quad (2)$$

Man pflegt die reziproken Werte der Dichten

$\frac{1}{d_1}$, $\frac{1}{d_2}$ und $\frac{1}{D}$ als spezifische Volumina zu bezeichnen;

sie sind die Volumina der Gewichtseinheit. Die Verwendung dieser spezifischen Volumina bei dem optischen Verhalten isomorpher Mischungen ist in Paragraph 21, S. 66 erläutert.

Drückt man die Volumprocente und Gewichtsprocente nur durch die Zahlen der einen Komponente aus und setzt hierfür v oder g , während die der andern dann $100 - v$ oder $100 - g$ sein müssen, so erhält man für die Dichte D aus den Formeln (1) und (2)

$$D = \frac{d_1 - d_2}{100} \cdot v + d_2$$

$$\text{und} \quad D = \frac{100 \cdot d_1 \cdot d_2}{100 d_1 + (d_2 - d_1)g}$$

Nun aber ist es eine verbreitete Gewohnheit, bei den isomorphen Mischungen nicht die Volumprocente oder die Gewichtsprocente, sondern die Molekularprocente anzugeben, wie man denn bei den Plagioklasen z. B. von einer Mischung $Ab_{33}An_{67}$ spricht, worunter man eine Mischung von 33 Molekülen $NaAlSi_3O_8$ und 67 Molekülen $CaAl_2Si_2O_8$ verstanden wissen will. Nennt man, um bei dem Beispiel der Plagioklase zu bleiben, m die Prozentzahl der Anorthitmoleküle, die in dem eben erwähnten Fall also 67 wäre, so ist, wie immer

$$\text{Dichte} = \frac{\text{Gewicht}}{\text{Volumen}}$$

Das im Nenner stehende Volumen ist wieder das Gesamtvolumen der Mischung und setzt sich zusammen aus der Summe zweier Produkte, von denen jedes aus der Zahl der Moleküle und dem zugehörigen Molekularvolumen gebildet wird. Das Molekularvolumen ist hier der Quotient aus Molekulargewicht dividiert durch die Dichte. Die Molekularvolumina werden zuweilen auch Äquivalentvolumina genannt.

$$D = \frac{(100 - m) M_{Ab} + m \cdot M_{An}}{(100 - m) \frac{M_{Ab}}{d_{Ab}} + m \cdot \frac{M_{An}}{d_{An}}}$$

Hier bedeutet also

D die Dichte der Mischung,

d_{Ab} " " des reinen Albits,

d_{An} " " " " Anorthits,

M_{Ab} das Molekulargewicht des reinen Albits ($\text{Na Al Si}_2 \text{O}_6$),

M_{An} " " " " Anorthits ($\text{Ca Al}_2 \text{Si}_2 \text{O}_8$).

Isomorphe Mischungen, die in ihren Molekularvolumina sich so wenig unterscheiden, wie dies bei den Plagioklasen der Fall ist, zeigen für eine bestimmte Dichte fast dieselbe Zusammensetzung, ob man diese in Molekularprozenten (33 Moleküle Albit auf 67 Moleküle Anorthit) oder in Volumprozenten (33 Volumina Albit auf 67 Volumina Anorthit) ausdrückt, während bei der Darstellung nach Gewichtsprozenten (33 g Albit auf 67 g Anorthit) sich ganz geringe Unterschiede ergeben¹⁾.

Wie man nun die Regel zur Berechnung der Lichtbrechung von Mischungen aus den Komponenten auf die analogen Berechnungen bei den chemischen Verbindungen übertragen hat (s. § 22), so hat man auch das Molekularvolumen einer Verbindung aus den Molekularvolumina der am Aufbau sich beteiligenden Oxyde zu berechnen versucht. Man nennt das Molekularvolumen derjenigen Mineralien positiv, bei denen dieses größer ist als die Summe der Volumina der sich am Aufbau beteiligenden Oxyde, wenn also bei der Verbindung eine Dilatation stattgefunden hat. Umgekehrt bezeichnet man das Molekularvolumen als negativ, wenn bei der Verbindung eine Verdichtung eingetreten ist. Diese Bezeichnung rührt von F. Loewinson-Lessing her²⁾. F. Becke³⁾ hat für die wichtigsten gesteinbildenden Mineralien die beobachteten Molekularvolumina den aus den Oxyden berechneten gegenübergestellt und ist zu Werten gelangt, wie sie in umstehender Tabelle mitgeteilt werden.

Zweites Kapitel.

Methoden zur Bestimmung der Dichte.

Man bestimmt die Dichte mit der hydrostatischen Wage, dem Volumenometer, dem Pyknometer und nach der Suspensionsmethode.

¹⁾ E. A. Wülfing, Berichtigung und Nachtrag zur „Mikroskopischen Physiographie der petrographisch wichtigen Mineralien“. Zentralbl. f. Min. usw. 1905. 745 bis 749.

²⁾ Studien über die Eruptivgesteine. Mémoires présentés au Congrès géologique internationale. Petersburg. 1899. XIII. 327.

³⁾ Über Mineralbestand und Struktur der kristallinen Schiefer. Denkschr. K. K. Akad. Wien. 1903. In Bd. 75. 1913. 6–32.

Molekularvolumina nach F. Becke.

Mineral	Molekularvolumen			Mineral	Molekularvolumen		
	beobachtet	be-rechnet	Zeichen		beobachtet	be-rechnet	Zeichen
Spinell $MgAl_2O_4$	40,6	36,5	+	Sodalith $3 NaAlSi_3O_8 \cdot NaCl$	211,0	204,4	+
Ilmenit $FeTiO_3$	31,7	33,6	-	Nephelein $NaAlSi_3O_8$	56,5	56,5	±
Hercynit $FeAl_2O_4$	44,4	39,7	+	Leucit $KAlSi_3O_8$	88,0	75,9	±
Brucit H_2MgO_2	24,8	28,3	-	Orthoklas $KAlSi_3O_8$	109,4	98,7	+
Diaspor $H_2Al_2O_4$	36,4	43,2	-	Albit $NaAlSi_3O_8$	100,3	92,0	+
Calcit $CaCO_3$	36,8	73,2	-	Anorthit $CaAl_2Si_2O_8$	101,1	88,0	+
Magnetit $MgCO_3$	27,9	67,3	-	Andalusit Al_2SiO_5	51,8	48,0	+
Dolomit $CaMgC_2O_6$	64,7	140,5	-	Sillimanit Al_2SiO_5	50,2	48,0	+
Siderit $FeCO_3$	29,5	70,5	-	Diathen Al_2SiO_5	44,4	48,0	-
Forsterit Mg_2SiO_4	43,9	45,4	-	Staurolith $HFAl_2Si_2O_{13}$	128,0	132,1	-
Fayalit Fe_2SiO_4	47,3	51,8	-	Cordierit $Mg_2Al_2Si_2O_{13}$	238,0	187,0	+
Monticellit $CaMgSiO_4$	51,9	51,3	+	Grossular $Ca_3Al_2Si_2O_{13}$	125,8	145,2	-
Wollastonit $CaSiO_3$	41,5	40,0	+	Almandin $Fe_3Al_2Si_2O_{13}$	119,8	137,1	-
Enstatit $MgSiO_3$	64,0	68,2	-	Pyrop $Mg_3Al_2Si_2O_{13}$	116,0	137,5	-
Hyperthen $FeSiO_3$	72,5	74,6	-	Demantoid $Ca_3Fe_2Si_2O_{13}$	132,2	150,3	-
Diopsid $CaMgSi_2O_6$	68,0	74,1	-	Zoisit $HCa_2Al_2Si_2O_{13}$	137,0	149,6	-
Hedenbergit $CaFeSi_2O_6$	72,0	77,3	-	Klinozoisit $HCa_2Al_2Si_2O_{13}$	135,9	149,6	-
Akmit $NaFeSi_3O_8$	67,0	71,3	-	Vesuvian $H_2Ca_3Al_2Si_{10}O_{48}$	474,9	546,0	-
Jadëit $NaAlSi_3O_8$	61,4	69,2	-	Chrysoitil $H_4Mg_3Si_3O_{16}$	113,0	115,5	-
Anthophyllit $Mg_2Si_2O_{13}$	135,0	136,4	-	Antigorit $H_2Mg_3Si_3O_{16}$	109,0	115,5	-
Tremolit $CaMg_2Si_2O_{13}$	136,0	142,3	-	Talk $H_2Mg_2Si_2O_{13}$	142,4	143,1	-
Glaukophan $Na_2Al_2Si_2O_{13}$	136,4	143,6	-	Chloritoid $H_2FeAl_2Si_2O_{13}$	69,6	80,5	-
Mejonit $Ca_2Al_2Si_2O_{13}$	326,8	281,2	+	Muskovit $H_2KAl_2Si_2O_{13}$	140,0	142,0	-
Marialith $Na_2Al_2Si_2O_{13}Cl$	890,6	326,3	+	Perowskit $CaTiO_3$	42,0	36,3	+
Gehlenit $Ca_2Al_2Si_2O_{10}$	160,5	122,4	+	Titanit $CaTiSiO_6$	56,6	59,1	-

178. Die hydrostatische Wage, findet bei der Bestimmung der Dichte der Mineralien selten Anwendung, weil man nicht häufig in die Lage kommt, reine Stücke von solcher Größe, wie sie hier erforderlich sind, zu untersuchen. Wenn auch die für den Petrographen wünschenswerte Genauigkeit in der Bestimmung der Dichte nicht besonders hoch ist, so genügt die hydrostatische Wage doch nur bei Stücken, die erheblich mehr als 1 g wiegen. Bezeichnet man die richtigen Zahlen für die Dichte mit d , für das Gewicht in Luft mit g , für das Gewicht unter Wasser mit g' und die zugehörigen Fehler mit Δ , f und f' , so lautet die Gleichung für die Fehlerberechnung

$$d \pm \Delta = \frac{g \mp f}{g \mp f - (g' \pm f')}$$

Nimmt man z. B. an, daß die Wägungen der Substanz in Luft mit einem Fehler von $\pm 0,0002$ g und unter Wasser mit $\pm 0,0005$ g behaftet seien, so kann das Endresultat bei 1 g Substanz und bei verschiedenen Dichten folgendermaßen fehlerhaft ausfallen:

Wirkliche Dichte:	2,500	3,500	5,000	10,000	20,000
Gefundene „	2,504	3,508	5,017	10,068	20,280.

Bei dieser Substanzmenge von 1 g läßt sich somit nur für die leichtesten Mineralien der Bestimmungsfehler innerhalb der wünschenswerten Grenze von einigen Einheiten der dritten Dezimale halten; bei größeren Mengen, also besonders bei Gesteinen, kann aber diese Methode, mit der nötigen Vorsicht angewandt, recht gute Resultate ergeben. Will man auch grobes Pulver nach dieser Methode bestimmen, so bringt man es nach S. L. Penfield¹⁾ in eine möglichst kleine, unten geschlossene und oben mit einem Platindraht versehene Glasröhre (Fig. 635), in der es zum Austreiben der Luft sorgfältig mit Wasser gekocht wird. Außer dem gefüllten wird auch das leere Gläschen unter Wasser gewogen.

179. Das Volumenometer eignet sich besonders zur Bestimmung der Dichte poröser oder solcher Körper, die nicht mit Wasser oder einer andern Flüssigkeit in Berührung gebracht werden dürfen. Es verlangt allerdings immer eine Menge von mindestens einigen Kubikzentimetern an Material und wird also bei Mineralien kaum, dagegen bei Gesteinen, und zwar vor allem bei sehr lockeren Gesteinen, häufiger als bisher geschehen zu verwenden sein.

Von den mannigfachen Konstruktionen ist die Paalzowsche in Fig. 636 abgebildet²⁾. Dieser Apparat besteht aus einem mit aufgeschliffenem, luftdicht schließendem Deckel G versehenen Gefäß A , in das in einem passenden Einsatzgefäß die zu untersuchende Substanz gebracht wird. An diesen Behälter schließt sich unten ein in der Mitte erweitertes,

¹⁾ Z. X. 26. 1896. 136.

²⁾ Wied. Ann. Phys. 13. 1881. 232—235.

mit 2 Marken m und m_1 versehenes Rohr B an, das weiter unten in einen mit Quecksilber gefüllten Kautschukschlauch C übergeht, der die beiden Rohre B und D miteinander verbindet. Der Deckel G trägt oben den Hahn H , durch den getrocknete Luft ein- und austreten kann. Die Gefäße A und B sind an einem Stativ befestigt, an dem sich Rohr D mittelst Schlitten und Mikrometerschraube an einer Millimeterskala verschieben läßt. Der Rauminhalt des Rohrteils zwischen den Marken m und m_1 , der mit a bezeichnet sei, wird durch Wägung des ihn füllenden



Fig. 635.

Wägeröhrchen für Dichtebestimmungen
nach S. L. Penfield.

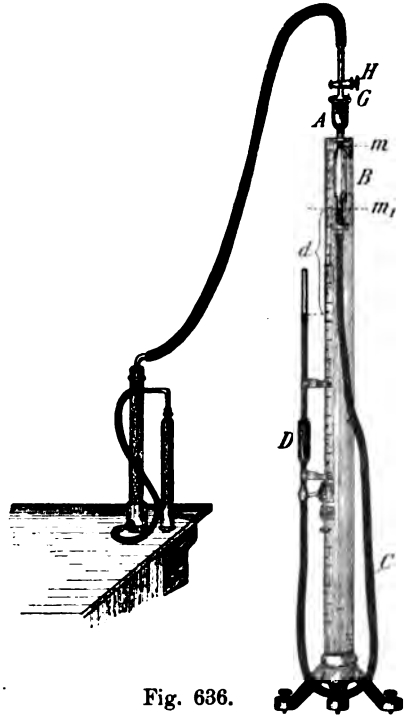


Fig. 636.

Volumenometer nach Paalzow.

Quecksilbers ein für allemal ermittelt. Zur Bestimmung der Dichte eines Körpers bringt man zunächst in den Behälter A das Einsatzgefäß, das später das zu untersuchende Pulver aufnimmt, und verschiebt bei aufgesetztem Deckel und geöffnetem Hahn H das Rohr D so lange, bis das Quecksilber an der oberen Marke m steht. Man schließt nun den Hahn und senkt das Rohr D , bis das Quecksilber in B bei der unteren Marke m_1 angelangt ist. An der Teilung des Stativs liest man die Druckdifferenz d ab. Wird nun das Volumen des Behälters A (bei eingesetztem Gefäß) vom Hahn H bis zur oberen Marke m mit v_0 und der Barometerstand mit p_0 bezeichnet, so ist

$$v_0 p_0 = (a + v_0) (p_0 - d)$$

oder
$$v_0 = a \frac{p_0 - d}{d}.$$

Zur Kontrolle bringt man das Rohr D in die erste Stellung zurück und sieht, ob das Quecksilber wieder bei m steht; sollte dies nicht der Fall sein, so wäre bei der Verdünnung etwas Luft durch Deckel oder Hahn oder aus dem Quecksilber in den Behälter A getreten. Nachdem v_0 auf diese Weise recht sorgfältig bestimmt wurde, bringt man in das Einsatzgefäß den zu untersuchenden Körper und stellt nun von neuem das Quecksilber zuerst bei offenem Hahn bis zur Marke m und dann bei geschlossenem Hahn durch Senkung des Gefäßes D bis zur Marke m_1 ein. Die Druckdifferenz betrage jetzt d_1 und das Luftvolumen im Gefäß A sei $v_0 - x$, wo x das Volumen des hineingebrachten Körpers ist. Nennt man wieder p_0 den Barometerstand, so folgt

$$(v_0 - x) \cdot p_0 = (a + v_0 - x) (p_0 - d_1)$$

oder
$$x = a \left(\frac{p_0 - d}{d} - \frac{p_0 - d_1}{d_1} \right).$$

Nach Kenntnis dieses Volumens x ist nur noch das absolute Gewicht des eingebrachten Körpers zu bestimmen, um die Dichte zu erhalten.

Ein anderes, von A. Oberbeck sehr sinnreich konstruiertes Volumenometer¹⁾ bedarf vielleicht noch einiger technischer Verbesserungen, um den oben beschriebenen Apparat zu ersetzen. Es besteht aus zwei verschiedenen Räumen, die anfänglich mit Luft von Atmosphärendruck gefüllt sind und die durch zwei Zusatzvolumina vergrößert werden, wobei der Druck in beiden Räumen sinkt. Waren diese ursprünglich gleich groß, so kann man sie dadurch ungleich machen, daß man in den einen den zu bestimmenden Körper vom Volumen x bringt. Verringert man jetzt wieder die Drucke, so sind hierzu verschiedene Zusatzräume erforderlich, woraus sich das Volumen x berechnen läßt. Einzelheiten sind in der Originalarbeit nachzulesen.

Zu den Volumenometern kann man auch das „Densivolumètre“ von J. Escard²⁾ rechnen, das die Aufgabe löst, das Volumen eines Körpers durch Änderung des Niveaus der Säule einer Flüssigkeit, in die der Körper gebracht wird, zu bestimmen. Auch hier bedarf man, um brauchbare Werte zu erhalten, wieder einer Menge von einigen Kubikzentimetern; man wird daher den Apparat mehr bei Gesteinen als bei Mineralien verwenden. Eine im Prinzip ähnlich wirkende, mit einer Skala versehene Röhre von etwa 5 mm lichter Weite wurde von H. Le Chatelier und F. Bogitsch³⁾ vorgeschlagen. Man bringt das von Staub befreite Mineralpulver in die betreffende Flüssigkeit. Die Resultate

¹⁾ Wied. Ann. Phys. 67. 1899. 209—216.

²⁾ C. R. 154. 1242—1244. Ref. N. J. 1914 II. 173.

³⁾ C. R. 163. 1916. 459—463. Ref. N. J. 1918. 118.

werden sehr ungenau bei der Verwendung von Wasser¹⁾, wegen der anhaftenden Luftbläschen, erreichen aber eine vollkommen genügende Präzision, d. h. eine Genauigkeit bis auf wenige Einheiten der dritten Dezimale, wenn man an Stelle des Wassers eine gut benetzende Flüssigkeit, wie Tetrachlorkohlenstoff oder Benzol oder „essence minérale“ nimmt.

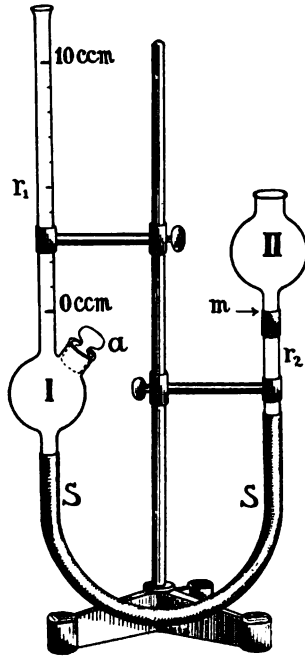


Fig. 637.
Densivolumeter nach Escard.

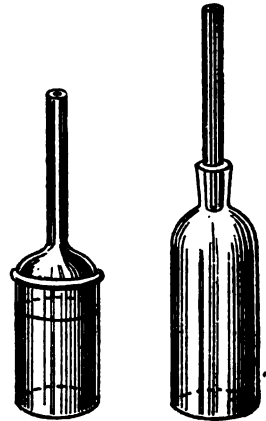


Fig. 638.
Pycnometer für Mineralogen
(wirkliche Größe).

Das pulverisierte Mineral muß durch Sieben oder durch Waschen von dem feinsten Staub befreit werden und zweckmäßigerweise eine Korngröße von $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{2}$ mm Durchmesser haben. Bei dem kleinen Lumen des Röhrchens nimmt 1 cm eine Höhe von etwa 50 mm ein. Man kann daher bei Ablesung bis auf 0,1 mm der Skala das Volumen bis auf 0,002 cc genau bestimmen, und bei Ablesung mit einer Lupe leicht bis zur doppelten Genauigkeit gelangen.

Bei dem Escardschen Densivolumeter (Fig. 637) hat man zwei durch einen Schlauch *S* verbundene Gefäße I und II, von denen das erstere in ein mit Skala versehenes Röhrchen r_1 ausläuft. Man wird

¹⁾ Dieses Verfahren hatte W. Mackie schon 1903 zur Schätzung der Dichte von Gesteinen vorgeschlagen, als er einige Gramm des betreffenden Gesteins in der passenden Korngröße in eine mit Wasser teilweise gefüllte Bürette eintrug und das Niveau vorher und nachher ablas. Geol. Mag. New Ser. Dec. IV. 10. 503—504. London 1903. Ref. N. J. 1906 I. 46.

zweckmäßig dieses Röhrchen, nicht wie Escard in zwanzigstel Kubikzentimeter, sondern etwas empfindlicher, wie das Röhrchen von Le Chatelier einteilen, so daß man aus einem Niveauunterschied von etwa $\frac{1}{10}$ — $\frac{1}{20}$ mm einen Volumenunterschied von 0,002—0,001 ccm ablesen kann. Man füllt das Gefäß I, Schlauch S und Röhrchen II so weit, daß in r_1 die Flüssigkeit bei der Marke o steht und rechts mit der Marke m genau übereinstimmt. Um dies schnell zu erreichen, ist r_2 mit einer verschiebbaren Hülse n versehen. Nach dieser Einstellung senkt man II bis I sich entleert hat, öffnet den Stopfen a , bringt den zu bestimmenden Körper in I, schließt a und hebt II bis die Flüssigkeit in r_2 wieder bis zur Marke m gesunken ist. Jetzt steht die Flüssigkeit in Rohr r_1 zwischen 0 und 10 ccm und läßt das Volumen des eingebrachten Körpers ablesen.

180. Das Pyknometer erlaubt, die Bestimmung an kompakten Stücken und an gröberem Pulver auszuführen. Nennt man

d die gesuchte Dichte des Minerals,

g das Gewicht des Minerals,

P das Gewicht des mit Flüssigkeit gefüllten Pyknometers,

P' das Gewicht des die Flüssigkeit und das Mineral enthaltenden Pyknometers,

so berechnet sich die Größe d nach der Formel

$$d = \frac{g}{P + g - P'} .$$

Die aus den Gesteinen isolierten Mineralien liegen gewöhnlich in kleinen Mengen vor, ein genaueres Arbeiten ist daher geboten und eine sorgfältige Temperaturbeobachtung ebenfalls erforderlich; man muß sich deshalb über die Fehlerquellen und ihre Größen genau orientieren. Je kleiner und starrer das Gefäß, umso leichter seine konstante Füllung. In nebenstehender Fig. 638 sind zwei Modelle in Originalgröße abgebildet, deren jedes nur ein Volumen von 2—3 ccm hat. Das eine mit enger Öffnung ist für Pulver, das andere mit weiter Öffnung für größere Stücke bestimmt. Wo es angeht, wird man das erstere wählen, da die konstante Füllung des andern wegen des großen Stopfens, der selbst bei sorgfältigster Handhabung bald etwas tiefer, bald weniger tief eingesetzt wird, größere Schwierigkeiten bereitet. Um die wegen der Volumänderung der Flüssigkeiten bei verschiedenen Temperaturen nicht leicht zu erreichende konstante Füllung schneller zu erhalten, schlägt L. G. Eakins vor¹⁾, den kapillaren Raum dieses Stopfens mit einer Skala zu versehen und zu kalibrieren, und den Wert jedes Skalenteils in Gramm Wasser ein für allemal zu bestimmen. Auf diese Weise kann man den Inhalt des gefüllten Pyknometers berechnen, auch wenn dieses nicht genau bis zu dem in der Mitte der Skala liegenden 0-Punkt gefüllt ist.

¹⁾ Hillebrand-Zschimmer, Prakt. Anl. z. Analyse usw. Leipzig 1899. 21.

Das oft sehr hartnäckige Anhaften kleiner Luftbläschen an dem der Bestimmung unterworfenen Pulver hat G. E. Moore¹⁾ schon 1870 dadurch beseitigt, daß er das Pyknometer vorübergehend mit einem ausgebauchten, teilweise mit ausgekochtem Wasser gefüllten Röhren, wie dies Fig. 639 zeigt, verbindet. Der ganze Apparat wird mit der Wasserstrahl-Luftpumpe evakuiert und alsdann so geneigt, daß das in der Vorlage befindliche Wasser in das Fläschchen fließt und hier das Pulver ohne die geringste Schaumbildung benetzt.

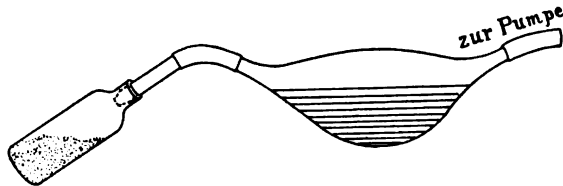


Fig. 639.

Vorrichtung zum Füllen der Pyknometer nach G. E. Moore.

Der bekannte große Vorzug der Pyknometermethode besteht in der Vielseitigkeit ihrer Anwendung; es können Körper von jeder Dichte untersucht werden, nur soll das Material in nicht zu feinem Pulver vorliegen.

181. Die Suspensionsmethode (Schwebemethode) findet sich in ihrem sehr einfachen Grundgedanken schon 1806/07 bei Humphry Davy²⁾, als er die Dichte des Natriums in einer Mischung von Naphta und Sassafrasöl, sowie bei L. Dufour³⁾, als er 1860 die Dichte des Eisens in einer Mischung von Petroleum und Chloroform bestimmte. Eingehend hat sich mit ihr V. Goldschmidt⁴⁾ beschäftigt, als er die Verwendbarkeit der zuweilen nach ihm, zuweilen nach Thoulet benannten Kaliumquecksilberjodidlösung untersuchte (s. auch w. u. S. 685). Die Methode besteht in der Anwendung zweier mischbarer Flüssigkeiten, von denen die eine dichter, die andere weniger dicht als der zu untersuchende Körper ist. Dieser wird in die schwerere Flüssigkeit, die ihn natürlich nicht angreifen darf, gebracht. Er schwimmt zunächst an deren Oberfläche und gelangt erst durch passenden Zusatz der leichteren Flüssigkeit und durch ein kräftiges Mischen ins Schweben, und zwar so, daß er an jeder Stelle, wohin man ihn stößt, schweben bleibt und weder an die Oberfläche steigt noch zu Boden sinkt. Ein solches Schweben-

¹⁾ Journ. prakt. Chem. **110**. 1870. 326; s. auch W. F. Hillebrand, The analysis of silicate and carbonate rocks. Bull. U. S. G. S. Nr. 305. 1907. 44.

²⁾ Phil. Trans. 1808. 21; s. auch Ostwalds Klassiker Nr. 45 (1893). 68.

³⁾ Arch. Sc. phys. **8**. 1860. 108.

⁴⁾ N. J. B. B. **1**. 1881. 179—238; s. ferner V. Goldschmidt, Bestimmung des spezifischen Gewichts der Mineralien. Ann. K. K. Hofmuseum **1**. 1886. 123—134 und Über das spezifische Gewicht von Mineralien. Verh. K. K. Geol. Reichsanstalt. 1886. 439—445.

bleiben kann man bei etwas größeren Stücken kaum für eine Minute erreichen, indessen genügt schon ein Bruchteil dieser Zeit, um sicher zu sein, daß die Dichte der Flüssigkeit bis auf die dritte Dezimale mit der des Körpers übereinstimmt, falls dieser nicht erheblich kleiner als ein Kubikmillimeter ist. Bei sehr kleinen Körnern, deren Größe bis auf $\frac{1}{5}$ mm heruntergehen darf, und bei zäheren Lösungen muß man etwas länger warten. Die Arbeit des Einstellens der Gemische wird sehr erleichtert, wenn man vorher durch eine kleine Rechnung einen Begriff von der erforderlichen Menge an Verdünnungsmittel erhält. Die Dichte d_1 und das Volumen v_1 der konzentrierten Flüssigkeit sei näherungsweise bekannt, ebenso die Dichte d_2 des Verdünnungsmittels. Dann findet man nach Formel (1) S. 669 das Volumen v_2 , sodaß v_1 und v_2 vereint ein Gemisch mit der gewünschten Dichte D ergeben. Es ist

$$v_2 = v_1 \cdot \frac{d_1 - D}{D - d_2}.$$

Die Formel hat hier zwar wegen der Kontraktionen (s. S. 686) keine strenge Gültigkeit, kann aber zur vorläufigen Einstellung vollkommen genügen. Wenn man beispielsweise 50 ccm einer Clericischen Lösung (s. weiter unten) von der Dichte $d_1 = 4,2$ durch einen Wasserzusatz auf die Dichte $D = 3,7$ bringen möchte, so findet man sehr bald, daß hierzu

$$v_2 = 50 \cdot \frac{4,2 - 3,7}{3,7 - 1} = 9,1 \text{ ccm}$$

erforderlich sind. Ein derartiges rechnerisches Vorarbeiten hat — für den weniger Geübten wenigstens — viele Vorzüge vor den rein tastenden Versuchen. Ebenso wird die scheinbar mühsame Arbeit der letzten Feineinstellung der Lösung ungemein beschleunigt, wenn man auch hier wieder nach ähnlichen Überlegungen arbeitet, indem man die ungefähre Menge seines vorhandenen Gemisches, worin das Mineral beinahe schwebt, kennt und eine konkrete Vorstellung über den Einfluß, sagen wir des Zusatzes von einem Tropfen Wasser hat. So werden z. B. 40 ccm Thoulet'scher Lösung von der ungefähren Dichte 3,160 durch einen Tropfen Wasser (ca. $\frac{1}{20}$ ccm) um die Dichte 0,003 verringert, denn es ist nach der obigen Formel

$$D = \frac{40 \cdot 3,160 + 0,05 \cdot 1}{40 + 0,05} = 3,157.$$

Hat man nun dieses Gleichgewicht zwischen Körper und Flüssigkeitsgemisch sorgfältig hergestellt, was bei systematischem Arbeiten sehr schnell gelingt, so bleibt nur übrig, die Dichte dieser Flüssigkeit zu bestimmen. Man erreicht dies am sichersten und einfachsten, wie es E. Cohen vorschlug¹⁾, mit einer von Mechaniker G. Westphal in Celle,

¹⁾ N. J. 1883. II. 87—89.

Prov. Hannover, sehr zweckmäßig konstruierten hydrostatischen Wage. Dieselbe (Fig. 640) besteht aus dem bei l in einem Lager ruhenden Wagebalken f , der nach links in eine Spitze ausläuft, deren Stellung an der Skala bei a abgelesen werden kann. Bei horizontaler Stellung des Balkens muß die Spitze auf den Nullpunkt der Skala eingestellt sein. Der kleine Ausschlag nach oben, wie er zufällig in Fig. 640 zu sehen ist, mag einer zu geringen Dichteangabe der Wage von 0,001 bis 0,002 entsprechen. Der Balken f ist von seiner Schneide bei l bis zum Haken h

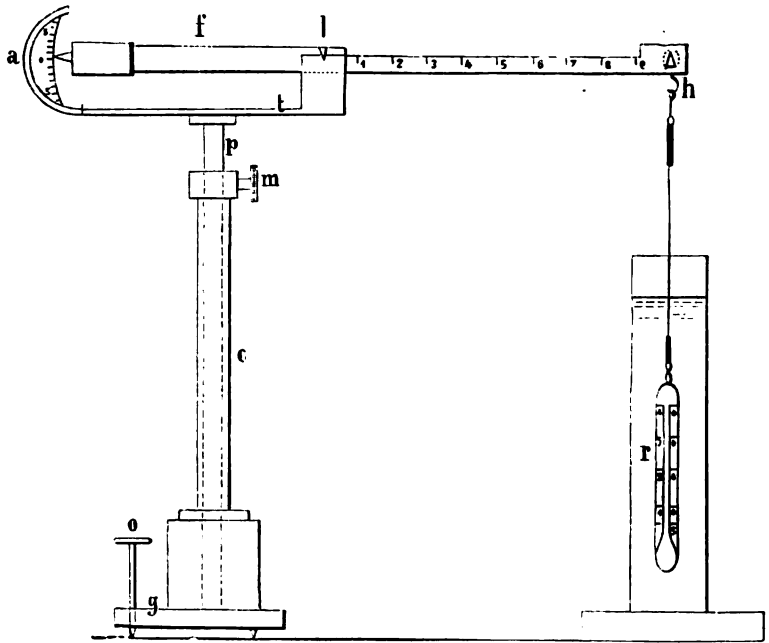


Fig. 640.

Westphalische Wage von G. Westphal.

in 10 gleiche Teile geteilt. Der Träger t des Wagebalkens ist fest mit der Skala a verbunden und senkt sich mit seinem Stiel p in den Hohlzylinder c , worin er vermittelt der Schraube m in jeder Höhe festgeklemmt werden kann. Dieser Hohlzylinder endet nach unten in einen massiven Fuß, der auf der kreisrunden Platte g ruht, die vermittelt der Schraube o in genau horizontale Lage gebracht werden kann. An das Haken h wird der Senkkörper r angehängt, der in die Flüssigkeit eintaucht. Die in Reiterform angefertigten Gewichte, die dem Auftrieb der Flüssigkeit entgegenwirken und die Gleichgewichtslage des Balkens herstellen, soweit sie ganze Zahlen der Dichte bedeuten, an das Haken h gehängt. Die zur Angabe der Dezimalen bestimmten Reiter

werden auf den Wagebalken zwischen l und h aufgesetzt, ihr wirksames Gewicht wird an der Skala dieses Balkens abgelesen. Angenommen, der Balken spiele auf den Nullpunkt der Skala a ein, wenn zwei der Reiter am Haken h hängen, wenn der für die Angabe der ersten Dezimale bestimmte Reiter auf 8, der kleinere für die zweite Dezimale bestimmte dagegen zwischen 4 und 5 in der Mitte sitzt, so ist die Dichte der Flüssigkeit = 2,845. Zum leichteren Verständnis kann man vorübergehend annehmen, der Senkkörper habe ein Volumen von genau 1 ccm. In diesem Fall müßte der größte Gewichtshaken ein Gewicht von 1,000 g, der zweitgrößte ein solches von 0,100 g, der drittgrößte ein solches von 0,010 g haben, wenn die Wage auf Wasser von 4° geeicht wäre. Tatsächlich pflegt man aber diese Westphalschen Wagen auf Wasser von 15°C zu eichen. Sie stellen sich also auf den Nullpunkt ein, wenn bei dem Eintauchen des Senkkörpers und dem Aufhängen des Einheitshakens am Ende des Balkens nicht Wasser von 4°, sondern von 15° genommen wird. Dieser Haken hat aber dann, bei den oben angenommenen Senkkörperdimensionen von 1 ccm, das Gewicht nicht von 1,0000 g, sondern nur von 0,9991 g; und so haben die andern Haken auch entsprechend kleinere Gewichte. Eine auf 15° geeichte Wage muß bei andern Temperaturen Dichtewerte zeigen, die in der nachstehenden kleinen Tabelle unter d_w angegeben sind, wenn d die der jeweiligen Temperatur entsprechende richtige Dichte des Wassers bedeutet.

Temp.	d	d_w
4°	1,00000	1,0009
15°	0,99913	1,0000
20°	0,99823	0,9991
25°	0,99707	0,9979
30°	0,99567	0,9965
35°	0,99406	0,9949

Um mit einer solchen auf 15° geeichten Westphalschen Wage die Dichte $d_{t,m/s,l}$ (s. § 176) zu erhalten, sind die mit der Wage gefundenen Zahlen d_w mit einem Quotienten d/d_w zu multiplizieren, oder es sind die Beobachtungswerte d_w um 0,09% zu erniedrigen. Man hat also jeden gefundenen d_w -Wert mit 0,9991 zu multiplizieren. Bei einem Mineral von der Dichte des Quarzes würde dies eine Verminderung der Dichte um zwei Einheiten der dritten Dezimale ausmachen.

Besitzt man keine Westphalsche Wage, so gießt man die auf das Mineral eingestellte Flüssigkeit in ein kalibriertes und tariertes Glasgefäß von 20—25 ccm Inhalt, füllt genau bis zur Marke und wiegt. Das Gewicht geteilt durch den Inhalt gibt direkt die Dichte. Man wird diese Bestimmung vorsichtigerweise mehrmals wiederholen. Beide Methoden

geben sehr zuverlässige Resultate. Bei der Westphalschen Wage muß man darauf achten, daß an dem Senkkörper kein Luftbläschen haftet. Dieses würde bei 1 Kubikmillimeter Größe — also bei einer Dimension, die man ohne weiteres wahrnimmt, — und bei den oben angenommenen Maßen des Senkkörpers eine Dichte von 2,5—3,0 um drei Einheiten der dritten Dezimale zu klein finden lassen.

Zuweilen empfiehlt sich ein etwas rasches Arbeiten mit der Wage, weil die einzelnen Flüssigkeiten der Gemische, wie z. B. Jodmethylen und Benzol, verschieden schnell verdunsten. Das Arbeiten mit einer solchen Wage führt sehr schnell zum Ziel, weil die durch Temperaturschwankungen bedingten Fehler wegfallen, die bei Benutzung des kalibrierten Glasgefäßes nicht zu vernachlässigen wären. Man hat nur darauf zu achten, daß in der kurzen Zeit während des Schwebens des Korns und des Arbeitens mit der Wage keine Temperaturschwankung stattfindet; denn wenn auch einmal diese beiden Bestimmungen bei etwa 10°, ein andermal bei etwa 20° ausgeführt werden, so erhält man doch das gleiche Resultat, weil die Ausdehnung der Mineralien sehr annähernd gleich der Ausdehnung des aus Glas bestehenden Senkkörpers der Westphalschen Wage ist.

R. P. D. Graham¹⁾ benutzt die Indikatoren, die weiter unten (S. 707) näher beschrieben sind, zur genauen Bestimmung der Dichte eines Minerals, indem er einige in ihrer Dichte dem Mineral benachbarte Indikatoren in die Lösung bringt und nun durch quantitatives Zusetzen des Verdünnungsmittels mit einer Bürette diese und das Mineral nacheinander zum Schweben bringt. Durch Interpolation auf graphischem Wege gelangt er dann zu dem genauen Wert der Dichte des betreffenden Minerals.

Man hat auch vorgeschlagen²⁾, die Dichte der Lösungen aus deren Brechungsindex abzuleiten. Diese Methode ist aber mit Vorsicht zu gebrauchen, weil die schweren Lösungen nicht genau in derselben Weise präpariert werden und dabei keinen ganz eindeutigen Zusammenhang zwischen Dichte und Lichtbrechung aufweisen. Kennt man die hier in Betracht kommenden Eigenschaften seiner Lösung, so mag dieser Weg keine Hindernisse bieten. Nur muß man sich vorher die Sicherheit verschafft haben, daß der Glaskörper des Totalreflektometers, das zur Bestimmung der Lichtbrechung hier allein in Frage kommt, durch die schweren Lösungen mit der Zeit nicht angegriffen wird.

Über eine Methode zur Bestimmung der Dichte fester Körper in schweren Lösungen mit Hilfe des Dilatometers sei auf zwei Arbeiten von

¹⁾ Die Arbeit ist mir nur aus einem kurzen Referat N. J. 1921 II. 9 bekannt geworden. Sie steht in Trans. Roy. Soc. Canada. 9. 1917. 51—53 und Ref. Min. Magaz. 19. 1920. Abstr. 14.

²⁾ H. E. Merwin, A method of determining the density of minerals by means of Rohrbachs solution having a standard refractive index. Am. Journ. 32. 1911. 425—428. Ref. Z. X. 53. 1914. 631.

J. L. A n d r e a e verwiesen¹⁾. Der Verfasser sucht die kleinen Schwankungen, die in der Zusammensetzung des Flüssigkeitsgemisches bei dem Umfüllen zur Bestimmung der Dichte entstehen können, dadurch zu vermeiden,

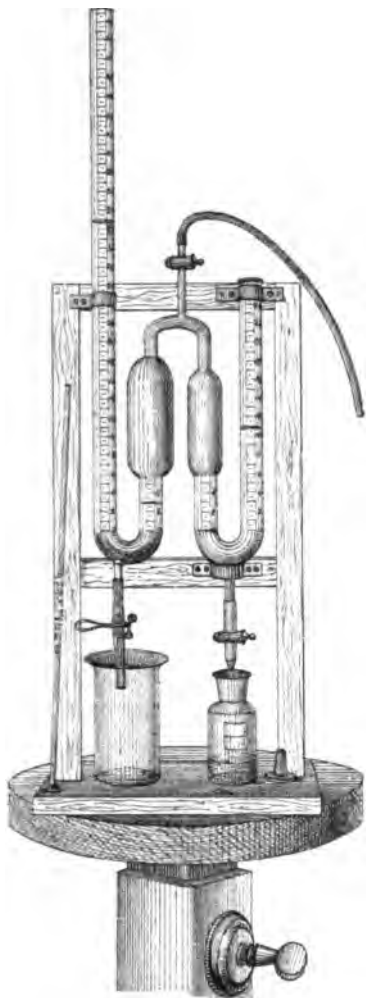


Fig. 641.

Apparat zur Dichtebestimmung nach W. Salomon.

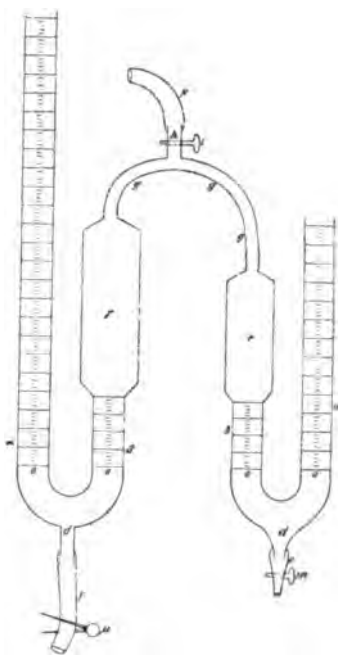


Fig. 642.

daß er zuerst ein annäherndes Schweben herbeiführt und dann die Flüssigkeit mit dem Körper in ein Dilatometer bringt und nun die Temperatur beobachtet, bei der dieses Schweben genau eintritt. Er erreicht eine Genauigkeit bis auf wenige Einheiten der vierten Dezimale.

¹⁾ Die Methode des Schwebens zur Dichtebestimmung homogener fester Körper. Zeitschr. f. physik. Chem. **76**. 1911. 491—496. Eine Methode zur Dichtebestimmung fester Körper. Ebenda **82**. 1913. 109—114. Ref. N. J. 1913 II. 360.

Hebelwagen oder Federwagen oder Torsionswagen sind in den Formen, wie sie von E. H. Kraus¹⁾ und von M. v. Schwarz²⁾ vorgeschlagen wurden, mehr zu Demonstrationszwecken geeignet.

1891 hat W. Salomon³⁾ einen zur Messung der Dichte von Flüssigkeiten, und also auch von darin schwebenden Körpern, sowie zur mechanischen Trennung gemengter Pulver bestimmten Apparat beschrieben, der auf dem Prinzip beruht, dass die Höhen von Flüssigkeitssäulen, die sich in kommunizierenden Röhren das Gleichgewicht halten, ihren Dichten umgekehrt proportional sind. Die Konstruktion dieses Apparates ergibt sich aus Figuren 641 und 642. Das zum Teil kalibrierte Röhrensystem a bis a ist in solchen Dimensionen gehalten, daß die weiteren Teile γ und c den gesamten Inhalt von a und β , beziehungsweise a und b aufnehmen können: d und e sind ineinander geschliffene, sich verengende Glasröhren, ε und z Kautschukschläuche, μ ein Quetschhahn, m und i Glashähne. Der ganze Apparat wird vermittelt einer Wasserwage auf dem Holzteller horizontal aufgestellt. Zunächst muss man den Unterschied in den Nullpunkten der Skalen in den Röhrenschenkeln a , b , a , β ein für allemal bestimmen; das geschieht, indem man bei Offenstellung des Hahnes i in a und a so viel Wasser eingießt, daß es in β und b fast bis zum Skalenende reicht. Nun liest man nach bekannter Methode die Lage der im gleichen Niveau befindlichen Menisken in a , β , a und b ab und wiederholt diese Ablesungen mehrmals nach jeweiligem Ablassen kleiner Wassermengen durch e und ε , um schließlich aus den gefundenen Werten das Mittel zu nehmen. Soll nun der (natürlich getrocknete) Apparat gebraucht werden, so schließt man den Hahn i , füllt die ihrer Dichte nach zu bestimmende Flüssigkeit in a und destilliertes Wasser in a . Werden dann die Menisken in a , a , b und β abgelesen, so hat man, da sich die Flüssigkeitssäulen $a-b$ und $a-\beta$ das Gleichgewicht halten,

$$\frac{a-b}{a-\beta} = \frac{1}{d},$$

$$d = \frac{a-\beta}{a-b},$$

wobei noch die Korrekturen für die Verschiedenheiten der Nullpunkte berücksichtigt werden müssen. — Um tunlichst genaue Werte zu bekommen, werden die Größen $a-\beta$ und $a-b$ mehrmals bestimmt, was durch Ablassen der Flüssigkeit durch e , des Wassers durch ε , der Luft durch i leicht erreicht wird. Die Zuverlässigkeit der gefundenen Werte wächst dann mit dem Wert $a-b$ und nimmt mit diesem in empfindlicher Weise

¹⁾ Eine neue Jollysche Federwage zur Bestimmung des spezifischen Gewichts. Zentralbl. f. Min. usw. 1911. 366—368.

²⁾ Eine einfache Wage zur Bestimmung der Dichte. Zentralbl. f. Min. 1910. 447—454. Zwei neue Modelle der Dichtebestimmungswage. Ebenda 1913. 565—570 und Abermals zwei neue Dichtebestimmungswagen. Ebenda 1915. 97—106.

³⁾ N. J. 1891. II. 214—220.

ab. Die Genauigkeit ist überhaupt erheblich geringer, als die durch die Westphalsche Wage zu erzielende, bei der die Bestimmungen leicht bis auf 0,001 richtig ausfallen, während man bei dem Salomonschen Apparat sicherlich mit der fünffachen Größe rechnen muß. Bei einem vom Autor mitgeteilten Beispiel waren die Höhen der Lösungen 76,3 mm und 207,5 mm, woraus sich die Dichte zu 2,719 ergab. Bei einem Ablesungsfehler von nur 0,1 mm in umgekehrtem Sinne — also bei dem einen Rohr in positivem, bei dem anderen in negativem Sinne — erhält man aus 76,2 mm und 207,6 mm die Dichte zu 2,724, also einen um 0,005 größeren Wert als vorher.

182. Von schweren Flüssigkeiten, die bei gewöhnlicher Temperatur flüssig bleiben, sind mehrere in Gebrauch. Schon 1862 schlug Graf Schaffgotsch¹⁾ eine Lösung von saurem Quecksilbernitrat zur Bestimmung der Dichte von Mineralien vor. Die Lösung erreicht in konzentriertem Zustand eine Dichte von etwa 3,3, ist aber wegen ihrer stark sauren Eigenschaften nur von beschränkter Anwendbarkeit. Zurzeit werden hauptsächlich folgende Flüssigkeiten empfohlen:

Thouletsche Lösung,
 Kleinsche Lösung,
 Duboinsche Lösung,
 Rohrbachsche Lösung,
 Jodmethylen,
 Bromoform,
 Acetylentetrabromid,
 Clericische Lösungen.

Als Thouletsche Lösung bezeichnet man eine zuerst von E. Sonstadt²⁾, dann von A. H. Church³⁾ vorgeschlagene, durch J. Thoulets Versuche⁴⁾ allgemeiner bekannt gewordene und von V. Goldschmidt⁵⁾ in allen ihren Eigenschaften genauer untersuchte Kaliumquecksilberjodidlösung, deren Maximaldichte nach V. Goldschmidt 3,196 beträgt, während sie Thoulet nur auf 2,77, Church auf 3,01, dagegen J. Höfle und G. Vervuert vorübergehend auf 3,220 brachte⁶⁾. Man erhält diese Lösung nach Goldschmidts Angabe, wenn man ein Gemenge von Quecksilberjodid (Hydrargyrum bijodatum rubrum des Handels) mit Jodkalium im Verhältnis 1,24:1, was nahezu der Formel $\text{HgJ}_2 \cdot 2\text{KJ}$ mit kleinem Überschuß an KJ entspricht, in kaltem Wasser löst (etwa 500 g der Salze in 80 ccm Wasser) und diese Lösung auf dem Wasserbad bis zur Bildung einer kristallinen Haut auf der Oberfläche, oder bis zum Schwimmen

¹⁾ Pogg. Ann. 116. 1862. 279—289.

²⁾ Chemical News 29. 1874. 127—128.

³⁾ Mineral. Mag. 1. 1877. 237—238.

⁴⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 2. 1879. 189—191.

⁵⁾ s. o. S. 678, Fußnote 4.

⁶⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1909. 554—555.

eines Kristalls von Flußspat (spez. Gew. = 3,18) eindampft. Nach dem Erkalten ist dann durch Kontraktion die Dichte der Lösung auf 3,196 gestiegen. Nach L. van Wervekes Beobachtungen schadet ein Überschuß von KJ nicht, ist vielmehr wünschenswert; bei dem Eindampfen scheidet sich der größere Teil dieses Überschusses wieder aus. Solange das Verhältnis der beiden Salze KJ und HgJ_2 , das richtige ist, läßt sich die Lösung durch Wasserzusatz stetig verdünnen bis auf die Dichte 1,0 und durch Eindampfen auf dem Wasserbade wieder auf das Maximum 3,196 bringen. Ändert sich aber das Verhältnis der Salze, so scheidet sich bei einem Überschuß von HgJ_2 ein gelbes wasserhaltiges Doppelsalz in Kristallnadeln, bei Überschuß von KJ diese letztere Substanz in Würfeln aus. Die gleichen Ausscheidungen entstehen bei längerem Stehen der Lösung in trockener Luft. Bei längerem Gebrauch verliert die Lösung ihre gelbgrünliche Farbe und wird durch ausgeschiedenes Jod rotbraun. Man vermeidet diese Zersetzung oder führt die zersetzte Lösung in ihren ursprünglichen Zustand zurück, wenn man bei dem Eindampfen einige Tropfen Quecksilber hinzufügt¹⁾. Das freie Jod verbindet sich alsdann mit Quecksilber zu Quecksilberjodür, das sich als feines graugrünes Pulver an das metallische Quecksilber ansetzt und bewirkt, daß dieses beim Umrühren in feine, nur sehr schwer zusammenfließende Kügelchen zerfällt; bei weiterem Eindampfen setzt sich 2HgJ um in HgJ_2 und Hg , und das Quecksilberjodid verbindet sich wieder mit überschüssigem Kaliumjodid. — Die Lösung verändert sich an der Luft durch Abgabe und Aufnahme von Wasser und ändert damit ihre Dichte; nur eine Lösung von der Dichte 3,01–3,10 kann man an der Luft stehen lassen, ohne daß sie sich merklich ändert. Das Maximum der Veränderlichkeit hat sie bei der Dichte 2,0–2,5.

Die Verdünnung der konzentrierten Lösung auf eine bestimmte niedrigere Dichte durch Wasserzusatz läßt sich wegen der hierbei stattfindenden Kontraktion nicht mit Sicherheit genau voraus berechnen. Nach einem flüchtigen oben S. 679 angegebenen vorläufigen Überschlagsverfahren, empfiehlt es sich weiterhin empirisch vorzugehen, indem man in die Lösung das zu untersuchende Mineralkorn wirft und nun an dem schnelleren oder langsameren Steigen des hinuntergestoßenen Korns ersieht, ob man viel Wasser, oder nur sehr vorsichtig tropfenweise Wasser, oder bei geringer Differenz der vorhandenen und der zu erreichenden Dichte besser eine verdünnte Lösung langsam zuzusetzen hat, bis das Mineral in der Lösung schwebt. Hat man zu stark verdünnt, so hilft ein Zusatz konzentrierterer Lösung bald dem Versehen ab. Man erkennt die Annäherung an den Gleichgewichtszustand von Lösung und Mineralkorn daran, daß dieses sehr langsam steigt und sich dabei auch einmal vorübergehend auf die hohe Kante stellt.

Da metallisches Eisen die Lösung unter Ausscheidung von Quecksilber zersetzt, so muß man etwaige Splitter, die aus dem Mörser in das

¹⁾ van Werveke, N. J. 1883. II. 86.

Pulver geraten sein könnten, mit dem Magneten oder durch Säure entfernen, bevor man das Pulver mit der Lösung in Berührung bringt. Interessant ist die von W. F. Hillebrand beobachtete Einwirkung der Thouletschen Lösung auf einen Calcium-Carnotit, der dadurch in einen Kali-Carnotit umgewandelt wurde. Man darf also bei der Verwendung der Thouletschen Lösung noch manche Veränderungen der Mineralien erwarten und muß die nötige Vorsicht walten lassen¹⁾.

Die von Daniel Klein gefundene und nach ihm benannte Lösung ist diejenige eines Cadmiumborowolframates von der Formel $2\text{CdO} \cdot \text{B}_2\text{O}_3 \cdot 9\text{WoO}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O} + 16\text{aq}^2)$. Sie hat eine etwas höhere Dichte (3,30) als die Thouletsche Lösung, ist ebenfalls sehr leicht zu regenerieren, besitzt aber im konzentrierten Zustand eine etwas zähflüssige Beschaffenheit. Nach den Angaben von D. Klein und W. B. D. Edward³⁾ erhält man die Lösung dadurch, daß man 450 g reines wolframsaures Natron in dem fünffachen Gewicht Wasser löst, 675 g Borsäure, $\text{B}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$, hinzufügt und bis zur vollständigen Lösung erwärmt. Bei ungestörter Erkaltung scheidet sich Borax aus; die Lösung wird abfiltriert und durch Erwärmen auf dem Wasserbad etwa auf die Hälfte eingeeengt, ohne daß sich auf der heißen Lösung eine Kristallkruste gebildet hätte. Bei dem abermaligen ruhigen Stehenlassen der Lösung scheiden sich wieder Borax und Natronpolyborate aus. Die Mutterlauge, die durch beginnende Reduktion violett gefärbt ist, wird abgegossen, und die abgeschiedenen Kristalle werden von den anhängenden Resten der viskosen Mutterlauge gereinigt. Diese Operation wird mehrfach wiederholt, wobei man zu beachten hat, daß die letzten kleinen Mengen Natriumborat aus der dickflüssigen Lösung sich recht langsam ausscheiden. Schließlich erreicht die Mutterlauge, die eine Lösung von $4\text{Na}_2\text{O} \cdot 12\text{WoO}_3 \cdot \text{B}_2\text{O}_3$ darstellt, eine Konzentration, sodaß Glas oder Feldspat darauf schwimmt; sie mag bei den oben angegebenen Mengen etwa 220 ccm betragen und ist nun für die Herstellung zunächst eines Barium-Borowolframates geeignet. Dazu gießt man in diese konzentrierte und kochende Lösung eine ebenfalls konzentrierte und kochende Lösung von Chlorbarium ($150\text{ g BaCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ in 200 g Wasser). Es bildet sich ein sehr reichlicher pulveriger Niederschlag, sodaß die Lösung zu einem weißlichen Brei besteht. Der mit der Luftpumpe abfiltrierte und ausgewaschene Niederschlag wird in heißer, verdünnter Salzsäure unter Umrühren gelöst (es sind etwa 300 ccm dieser Säure, 1 HCl vom spez. Gew. 1,18 auf 10 Wasser, notwendig). Bei dem darauf folgenden Eindampfen zur Trockne werden gegen Ende der Operation 40 ccm konzentrierte Salzsäure zugesetzt. Die trockene Masse wird mit 300 ccm kochendem Wasser aufgenommen und das Kochen unter zeitweiligem Wasserzusatz bis zu

¹⁾ Z. X. 53. 1914. 1—3.

²⁾ C. R. 93. 1881. 318; Bull. Soc. Min. Fr. 4. 1881. 149—155.

³⁾ Geol. Mag. 8. 1891. 273—275.

2 Stunden fortgesetzt, worauf die hierbei ungelöst bleibende Wolframsäure abfiltriert wird. Aus der Lösung scheiden sich beim Konzentrieren schöne quadratische Kristalle (111.001) von der Formel $2 \text{BaO} \cdot \text{B}_2\text{O}_3 \cdot 9 \text{WoO}_3 \cdot 2 \text{H}_2\text{O} + 18 \text{aq}$ ab. Aus der Mutterlauge läßt sich durch Einengung eine weitere Portion dieser Kristalle erhalten, während das zum Schluß in farblosen Blättchen sich ausscheidende Bariumborat zu entfernen ist. Jene Kristalle werden durch mehrmaliges Umkristallisieren gereinigt und von etwa anhängenden Borsäureblättchen durch alkoholisches Wasser befreit. Die bisweilen auftretende mattviolette Färbung der Kristalle rührt von einer beginnenden Reduktion her und kann durch einige Tropfen Salpetersäure beseitigt werden; sie ist übrigens unschädlich. Aus der Lösung dieser Kristalle in 200 ccm kochendem Wasser erhält man schließlich durch Zusatz von 25 g Cadmiumsulfat das oben angegebene Cadmiumborotungstat durch Wechselerzersetzung. Bariumsulfat wird abfiltriert und das Filtrat eingedampft bis zur beginnenden Bildung einer Kristallhaut. — Durch Filtrieren erhält man leicht eine kalte Lösung von der Dichte 3,360—3,365, die wie die Thouletsche in jedem Verhältnis ohne Zersetzung mit Wasser mischbar ist und stets wieder durch Eindampfen auf die Dichte 3,36 gebracht werden kann. Sie hat vor der Thouletschen Lösung den Vorzug der höheren Dichte und der Unschädlichkeit, ist dagegen in ihrer Darstellung, wie man aus Vorstehendem gesehen haben wird, weit weniger einfach. Aus den angegebenen Gewichtsmengen erhält man etwa 160 g oder 50 ccm der konzentrierten Lösung.

Die Lösung wird durch metallisches Eisen, Zink und Blei, sowie durch Karbonate zersetzt. Diese Substanzen müssen also gegebenenfalls durch Behandlung mit Säure aus dem Pulver entfernt werden, ehe dieses mit der Lösung in Berührung kommt. Durch Reduktionsvorgänge dunkelt die Kleinsche Flüssigkeit öfters; man oxydiert und klärt sie leicht nach Angaben von L. van Werveke durch Zusatz einiger Tropfen einer Wasserstoffsperoxydlösung¹⁾. Man erreicht eine noch höhere als die oben angegebene Dichte von 3,36, wenn man bis zum Schwimmen des Olivins auf der warmen Lösung eindampft und dann 24 Stunden an einem kühlen Ort stehen läßt. Das Cadmiumborotungstat setzt sich dann in kristallinen Massen ab, die aus verwachsenen rhombischen Individuen bestehen. Reinigt man diese durch Abtropfen möglichst von ihrer Mutterlauge und erwärmt sie in einer Röhre im Wasserbad, so schmelzen sie bei 75° in ihrem eigenen Kristallwasser und bilden eine ziemlich bewegliche Flüssigkeit, auf der Spinell ($d = 3,60$) schwimmt. Man kann diese Konzentration auch direkt durch Eindampfen der Lösung auf dem Wasserbad erreichen. Bei den höchsten Dichten ist die Kleinsche

¹⁾ cf. E. Cohen, Zusammenstellung petrograph. Untersuchungsmethoden. 3. Aufl. 1896. 10. Anm. Über das Arbeiten mit dieser Kleinschen Flüssigkeit s. auch P. Gisevius, Dissert. Bonn 1883.

Lösung ziemlich ölig und ihre praktische Verwendbarkeit zur Scheidung von Pulvern dann eine sehr beschränkte; nur recht grobe Pulver lassen sich noch damit behandeln.

A. Duboin ersetzt das Kalium der Thouletschen Lösung durch Natrium und stellt eine Jodnatrium-Jodquecksilberlösung mit einer maximalen Dichte von 3,46 bei 26° her¹⁾. Diese Lösung wurde bis jetzt noch nicht weiter verwendet, und ihre genaueren Eigenschaften sind noch nicht bekannt.

C. Rohrbach schlug eine Bariumquecksilberjodidlösung vor²⁾, die bei geeigneter Behandlung eine Maximaldichte von 3,588 erreicht und dabei recht leichtflüssig ist. Bei der Darstellung muß man wegen der leichten Zersetzbarkeit des BaJ₂ anfangs rasch verfahren. 100 Teile BaJ₂ und 130 Teile HgJ₂ werden rasch abgewogen und in einem trockenen Kochfläschchen gut durcheinander geschüttelt. Darauf setzt man etwa 20 ccm destilliertes Wasser zu und bringt das Ganze in ein schon vorher auf 150°—200° erhitztes Oelbad. Die rasche Auflösung und Bildung des Doppelsalzes wird durch stetes Umrühren mit einem krückenförmig gebogenen Glasstab tunlichst beschleunigt. Nach vollendeter Lösung der Salze läßt man noch kurze Zeit sieden und dampft dann in einer Porzellanschale auf dem Wasserbad ein, bis ein Sulzbacher Epidot von der Dichte 3,39 schwimmt. Beim Erkalten scheidet sich nun eine kleine Quantität eines gelben Doppelsalzes aus, während die Lösung durch Kontraktion so schwer wird, daß Topas (spez. Gew. 3,55) darauf schwimmt. Da die Lösung sich nicht gut filtrieren läßt, so trennt man sie nach mehrtägigem Stehen von den ausgeschiedenen Kristallen durch vorsichtiges Abgießen. Leider läßt sich die Lösung nicht in der Kälte mit Wasser verdünnen, weil sich dann rotes HgJ₂ ausscheidet. In heißer Lösung kann man indessen diese Ausscheidung bei Zusatz von heißem Wasser verhindern; eine Ansäuerung mit HJ, wie sie empfohlen wird, ist nicht erforderlich. Auch in kalter Lösung soll sich kein HgJ₂ ausscheiden, wenn man einige Körnchen Natriumthiosulfat und Natriumsulfid zusetzt³⁾. Einfacher ist es, eine schon verdünnte Lösung zu benutzen, die man in der angegebenen Weise oder dadurch erhält, daß man in einem Becherglas über der konzentrierten Lösung eine Schicht Wasser ausbreitet, worauf dann die Verdünnung durch Diffusion in 12—24 Stunden ohne Ausscheidung von HgJ₂ vor sich geht. Zur Entfärbung einer mit der Zeit durch Jodausscheidung dunkel gewordenen Rohrbachschen Lösung schlägt E. Sommerfeldt⁴⁾ wieder

¹⁾ C. R. 141. 1905. 385—388.

²⁾ N. J. 1883. II. 186—188. Wied. Ann. 20. 1883. 169—174. Nach einer Angabe von A. Arzruni wurde diese Flüssigkeit bereits im Jahre 1879 von Prof. Suschin in Petersburg dargestellt und von A. Karpinskij verwendet; s. Z. D. G. G. 37. 1885. 869. Anmerk.; ferner Ref. N. J. 1886. I. 263.

³⁾ E. Sommerfeldt, Resultate der wissenschaftlichen Erforschung des Balaton-Sees I. 1. 1908. Petrographischer Anhang, S. 12; s. auch Zentralbl. f. Min. usw. 1910. 483.

den Zusatz einiger ganz kleiner Körnchen eines Gemisches von Natriumthiosulfat und Natriumsulfid vor. Das Gesteinspulver muß stets ganz trocken eingetragen, und beim Auswaschen darf nicht reines Wasser, sondern KJ-haltiges Wasser angewendet werden. Karbonate zersetzen die Lösung ebensowenig wie Kohlensäure. Die außerordentlich leichte Zersetzbarkeit dieser sonst so vorzüglichen Lösung durch Wasser steht ihrer allgemeinen Verwendbarkeit hindernd im Wege und beschränkt ihre Benutzung auf das empfindlichste. Man wird sich ihrer nur da bedienen, wo die Dichte der Thouletschen und Kleinschen Lösung und des nun zu besprechenden Jodmethylen sich zu niedrig erweist.

Vor anderen schweren Flüssigkeiten hat das von R. Brauns untersuchte und empfohlene Jodmethylen CH_2J_2 ¹⁾ den Vorzug großer Leichtflüssigkeit, der Unveränderlichkeit an der Luft, wenn auch nicht am Licht, und des indifferenten Verhaltens gegen Metalle und Karbonate. Es ist eine stark lichtbrechende, hellgelb gefärbte Flüssigkeit, die von den chemischen Fabriken zu beziehen ist und bei 16° die Dichte 3,3243 hat. Diese ändert sich bedeutend mit der Temperatur und nimmt für 1° um etwa 0,0022 ab, sodaß die Dichte bei 5°, der Erstarrungstemperatur des Methylenjodids = 3,3485, bei 25° = 3,3045 ist. Der Brechungsindex beträgt bei 8° für Li 1,7346, für Na 1,7466, für Tl 1,7584 und nimmt für die angegebenen Wellenlängen mit 1° Temperaturzunahme um 0,00067, 0,00071 und 0,00073 ab. — Das Methylenjodid hat nur den Nachteil, daß es sich durch Erwärmen und längeres Stehen am Sonnenlicht bräunt. Diese Bräunung beruht auf einer Ausscheidung von Jod; sie wird durch Schütteln mit Kalilauge, Auswaschen mit reinem Wasser, Trocknen durch hineingeworfene Stücke von Chlorcalcium und Filtrieren beseitigt. Auch kann man die nachgedunkelte Flüssigkeit gefrieren lassen²⁾, wobei ein ganz dunkelbrauner Rest übrig bleibt, den man abgießt. Der erstarrte Teil hat nach der Schmelzung die ursprüngliche hellgelbe Farbe. — Das abgeschiedene Jod kann nach J. L. C. Schroeder v. d. Kolk (Tabellen z. mikrosk. Best. usw. 1900. 13) auch mit Kupfer oder durch Schütteln mit einigen Tropfen Quecksilber leicht entfernt werden. Ein Aufbewahren über Quecksilber empfiehlt sich nicht, weil sich dabei mit der Zeit ein dunkelgrüner oder gelblicher Niederschlag bildet.

Die Verdünnung geschieht am besten mit Benzol und weniger zweckmäßig mit Äther oder Toluol. Um die benutzte Flüssigkeit wieder auf das Dichtigkeitsmaximum von etwa 3,33 zu bringen, hat man vorgeschlagen, das Benzol in offener Schale, gelegentlich unterstützt durch einen die Oberfläche streifenden, darüber hinwegeblasenen Luftstrom verdunsten zu lassen. Dies bedingt aber einen sehr großen Verlust auch an dem kostbaren Jodmethylen, sodaß es viel vorteilhafter ist, die Trennung von

¹⁾ N. J. 1886. II. 72—78.

²⁾ R. Brauns, N. J. 1888. I. 213.

dem Benzol durch fraktionierte Destillation und zwar, damit sich möglichst wenig Jodmethylen zersetzt, im Vakuum vorzunehmen. Die aufgeführten Nachteile werden überreichlich aufgewogen durch den einen großen Vorteil der Leichtbeweglichkeit des Jodmethylen, das noch die Trennung von so feinen Pulvern gestattet, wie sie der Behandlung mit Thouletscher oder Kleinscher Lösung durchaus unzugänglich sind. Außerdem lassen sich die mit Methylenjodid getrennten Mineralpulver leicht und rasch durch Waschen mit Benzol reinigen (s. dagegen S. 709), während nach der Behandlung mit Quecksilbersalzen die Pulver oft lange und wiederholt ausgekocht werden müssen.

Nach J. W. Retgers¹⁾ kann man die Dichte der Thouletschen und Rohrbachschen Flüssigkeiten durch Eintragen von Jod in die warmen Lösungen bis zur Sättigung noch merklich steigern. Bei dem Erkalten scheidet sich etwas festes Jod wieder aus, ein Teil aber bleibt gelöst, und die abgegossenen Flüssigkeiten haben die Dichte von etwa 3,3—3,4, beziehungsweise 3,6 erreicht. Doch sind sie nicht nur recht zähflüssig, sondern auch undurchsichtig geworden, und also für den praktischen Gebrauch nicht geeignet.

Auch Jodmethylen läßt sich in ähnlicher Weise durch Eintragen von Jod in seiner Dichte steigern, ist aber gleichfalls undurchsichtig geworden, wenn auch leichtbeweglich geblieben. — Eine größere Verwendbarkeit scheint nach Retgers einer schweren Lösung zuzukommen, die man aus Jodmethylen und Jodoform (CHJ_3) herstellt. In das Jodmethylen wird bei gelinder Erwärmung das gelbe Jodoformpulver eingetragen bis zur Sättigung. Nach dem Erkalten scheidet es sich teilweise wieder aus. Gießt man die darüberstehende Flüssigkeit ab, die meistens durch teilweise Zersetzung des Jodoforms gebräunt ist, und reinigt sie durch Schütteln mit Kalilauge, so erhält man eine durchsichtige, tiefgelbe Flüssigkeit von der Dichte 3,456 bei 24° . — Diese leichtbewegliche Flüssigkeit wird mit reinem (benzolfreiem) Methylenjodid verdünnt. Auch die Dichte dieser Flüssigkeit läßt sich durch Eintragen von Jod noch etwas weiter und zwar auf 3,60—3,65 steigern. Die Beweglichkeit ist noch immer eine bedeutende, aber die Durchsichtigkeit ist dann wieder verloren gegangen.

Retgers hat noch eine Reihe anderer, zum Teil höchst giftiger Flüssigkeiten, wie Arsenbromür (AsBr_3) oder eine Auflösung von Zinnjodid (SnJ_4) in Arsenbromür, vorgeschlagen und dabei bemerkt, daß man kaum erwarten dürfe, bei gewöhnlicher Temperatur flüssige Körper von einer höheren Dichte als 3,7 zu erhalten²⁾, was aber dann durch

¹⁾ N. J. 1889. II. 185—192.

²⁾ Zeitschr. f. phys. Chem. 11. 1893. 328—344. Auch ist von dem gleichen Verfasser manche Angabe über diesen Gegenstand zu finden in: De Samenstelling van het Duinzand van Nederland. Verh. K. Akad. Amsterdam. 1891. Essai d'une analyse chim. du sable des dunes. Ann. École Polytechn. Delft. 7. 1892. 161—186. Letztere beiden Aufsätze sind vereinigt in: Rec. trav. chim. des Pays-Bas. 11. 1893. 169—257, wovon sich im N. J. 1895. I. 16—74 ein längerer Auszug findet.

E. Clerici mit seinen Thalliumsalzen organischer Säuren (s. w. u.) widerlegt wurde.

Das kostbare Jodmethylen hat man durch andere Flüssigkeiten teilweise zu ersetzen versucht, die zwar eine weniger hohe Dichte haben, aber in vielen Fällen ausreichen. So schlug Schroeder v. d. Kolk das Bromoform (CHBr_3) mit der Dichte 2,84¹⁾, W. Muthmann das symmetrische Acetylentetrabromid ($\text{CHBr}_2 - \text{Br}_2\text{HC}$) mit der Dichte 3,00²⁾ vor. Bromoform erhielt man früher im Handel für etwa den neunten Teil des Preises von Jodmethylen und das Acetylentetrabromid kam bei eigener Herstellung auch nicht höher zu stehen. Diese Herstellung ist sehr einfach, indem man das jetzt so verbreitete Acetylen in Brom einleitet, das Reaktionsgemisch mit Äther aufnimmt und im luftverdünnten Raum der fraktionierten Destillation unterwirft. Die Vorzüge dieser Flüssigkeit bestehen in ihrer völligen Haltbarkeit an Luft und Licht (Bromoform ist nicht unempfindlich gegen Licht), sodaß also die beim Jodmethylen so unangenehme Eigenschaft fortfällt, unter dem Einfluß des Lichtes Jod auszuschleiden und dadurch dunkler zu werden. Bromoform schmilzt bei 7,8° und siedet bei 151°; sein Brechungsindex ist bei 15° für Na-Licht 1,588. Acetylentetrabromid schmilzt unterhalb -20°, siedet bei 36 mm Quecksilberdruck bei 137° und hat den Brechungsindex 1,648. Die Verdünnung erfolgt durch (Äther oder) Benzol und nach E. Sommerfeldt³⁾ bei Acetylentetrabromid durch Äthylbromid (von der Dichte 2,18—2,19). Beide Flüssigkeiten haben einen hohen Siedepunkt und erfahren in ihren Gemischen durch Verdampfung keine wesentlichen Konzentrationsänderungen. Äthylbromid siedet bei 36 mm Quecksilberdruck bei 131°, Acetylentetrabromid, wie oben gesagt, nur 6° höher. Die Regeneration dieser Gemische läßt sich, um Verluste zu vermeiden, durch fraktionierte Destillation im Vakuum bewirken.

Die Retgerssche Vermutung, daß man mit einer Lösung von der Dichte 3,700 an der Grenze des Erreichbaren angelangt sein dürfte, hat durch die Untersuchungen von E. Clerici eine glückliche Widerlegung erfahren. Diesem Forscher gelang es⁴⁾, einige sehr schwere, in einem Minimum von Wasser lösliche Thalliumsalze organischer Säuren der Suspensionsmethode dienlich zu machen. Insbesondere handelt es sich um das Doppelsalz Thallium-Formiat-Malonat, dessen Herstellung nach meinen eigenen Erfahrungen beschrieben werden möge⁵⁾. Als Ausgangsmaterial

¹⁾ N. J. 1895. I. 274. E. Merck, Darmstadt, gibt für sein Bromoform 2,904 an.

²⁾ Z. X. 30. 1898. 73—74.

³⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1910. 487.

⁴⁾ Präparazione di Liquidi usw. Rend. R. Accad. dei Lincei. 16. 1907. 187—195; Ref. N. J. 1908. II. 2—3. Ferner E. Sommerfeldt, Zentralbl. f. Min. usw. 1910. 488. Ferner E. Clerici, Sulla viscosità usw. Rend. R. Accad. dei Lincei. 20. 1911. 45—50.

⁵⁾ Ich folge hier den Darlegungen meines Schülers, des Herrn Dr. F. Hörner, in seinen Beiträgen zur Kenntnis des Stauroliths. Dissert. Heidelberg 1915. 27—28.

bezieht man Thalliumkarbonat, Ameisensäure und Malonsäure. Zur Gewinnung zunächst des Formiats wird das Thalliumkarbonat in einer Porzellanschale mit wenig Wasser angerührt und unter Umrühren mit einem Glasstab die nötige Menge Ameisensäure tropfenweise dazugegeben. Das entstehende Formiat HCOOTl geht dabei in Lösung und wird durch Eindampfen auf dem Wasserbad getrocknet. Das Thalliummalonat $\text{CH}_2(\text{COO})_2\text{Ti}$ stellt man ähnlich her, indem man wieder das schwer lösliche, mit wenig Wasser angerührte Karbonat mit der berechneten Menge Malonsäure, die in möglichst wenig Wasser aufgelöst ist, tropfenweise versetzt, und, nachdem alle Kohlensäure entwichen ist, das Umsetzungsprodukt auf dem Wasserbad zur Trockne eindampft. Dieses Eindampfen dauert besonders bei dem Malonat ziemlich lange. Für den Schmelzpunkt des Malonats gibt Clerici ca. 135° an. Dieser Wert wird durch ganz geringe Spuren von Wasser, die nur schwer zu entfernen sind, beträchtlich und zwar bis unter die Temperatur des Wasserbads herabgedrückt. — Aus den fein pulverisierten Salzen wird nun durch ihre innige Mischung im Gewichtsverhältnis 1 : 1 unter Zugabe einer kleinen Menge Wasser die Clericische Lösung hergestellt. Dieses Wasser durchsetzt langsam die ganze Mischung, die dann flüssig wird, was man durch Umrühren mit einem Glasstab beschleunigen kann. Durch Verdünnen mit Wasser und Filtrieren wird die Lösung gereinigt und durch Eindampfen auf dem Wasserbad leicht wieder auf hohe Konzentration gebracht. Als Indikator verwendet man dabei zweckmäßig einen Korund. Mit der Westphalschen Wage wurde die Dichte einer so konzentrierten Lösung zu 4,275 ermittelt. Ihre Lichtbrechung ist aber, verglichen mit derjenigen anderer schwerer Flüssigkeiten, verhältnismäßig niedrig. Eine Bestimmung mit dem Totalreflektometer ergab für Na-Licht 1,690. Die Lösung ist vor Salzsäuredämpfen zu schützen, da sich sonst auf ihrer Oberfläche störende Niederschläge bilden. — Der große Vorteil, der die gegenwärtig im Preis allerdings noch sehr hohe Clericische Lösung auszeichnet, besteht nächst ihrer hohen Dichte darin, daß sie in allen Verhältnissen mit Wasser verdünnbar ist, und daß sie auch bei der hohen Eigenschwere von 4,275 eine nur schwach gelblich gefärbte Flüssigkeit darstellt, die erst bei ca. 10° zu Kristallausscheidungen neigt und dann bald im ganzen erstarrt. In der Beweglichkeit übertrifft die konzentrierte Thallium-Formiat-Malonat-Lösung die Thouletsche Lösung.

183. Schwere Schmelzen sind schwere Flüssigkeiten, die erst bei erhöhter Temperatur flüssig werden. Sie dienen zwar hauptsächlich zur Trennung verschieden schwerer Mineralien (s. § 191), können aber auch zur Bestimmung der Dichte verwendet werden. Zunächst ist hier die bereits S. 688 genannte, bei 75° schmelzende, sehr konzentrierte Kleinsche Lösung von der Dichte 3,6 zu erwähnen, sodann ein schon 1880 von R. Bréon¹⁾ erwähntes Gemisch von Chlorblei und Chlorzink. Das erstere

¹⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 3. 1880. 46–56.

hat im geschmolzenen Zustand die Dichte 5,0, das zweite 2,4. Man erhält also, je nach den angewandten Mengen dieser Körper, Schmelzen jeder zwischenliegenden Dichte. Man schmilzt das Gemenge in einem Proberöhrchen im Sandbad bis zur vollständigen Mischung der Schmelzen bei etwa 400°, trägt alsdann das zu trennende Pulver in kleinen Portionen ein und rührt mit einem Platinstabe um. Sobald die schwereren Massen am Boden liegen, die leichteren schwimmen, läßt man ein wenig abkühlen und taucht das Röhrchen in kaltes Wasser. Man kann dann seinen Boden leicht abbrechen oder abschlagen und den Kuchen in heißem Wasser unter Zusatz von etwas Salpetersäure auflösen. Ebenso verfährt man mit dem oberen Teil, wo sich die leichteren Mineralien finden. Das Verfahren gibt nur dann brauchbare Resultate, wenn die Korngröße des Pulvers eine ziemlich bedeutende ist.

J. W. Retgers schlug statt dessen die Benutzung von geschmolzenem Silbernitrat (AgNO_3) vor¹⁾, dessen Schmelzpunkt bei 209° liegt, und dessen Schmelze die Dichte 4,1 hat; Korund (Dichte = 3,9) und Cölestin (Dichte = 4,0) schwimmen darauf, Rutil (Dichte = 4,2) sinkt unter. Die Trennung geschieht am besten in kleinen Bechergläsern über offener Flamme, nötigenfalls durch Drahtnetz geschützt. Das Schwimmende wird abgegossen oder mit einem Porzellanlöffelchen abgehoben. Die Schmelze läßt sich verdünnen durch Zusatz von Alkalinitraten KNO_3 oder NaNO_3 .

Durch Eintragen von Jodsilber in eine warme konzentrierte Lösung von Silbernitrat erhält man am Boden des Gefäßes eine durchsichtig gelbe, ölarartige Flüssigkeit, auf der die farblose wässrige Lösung schwimmt. Dieses Öl, das man auch durch Zusammenschmelzen von trockenem Jodsilber und Silbernitrat erhalten kann, ist eine wasserfreie, nicht konstante Verbindung von AgNO_3 und AgJ . Braunit (Dichte = 4,8) schwimmt darauf, Magnetit (Dichte = 5,2) sinkt unter. Ihre Dichte ist also etwa = 5,0, und ihr niedriger Schmelzpunkt (65°—70°) erlaubt noch die Behandlung auf dem Wasserbad vorzunehmen. Ein Mittel zur Verdünnung dieser öligen Flüssigkeit kennt man noch nicht.

Später hat Retgers das Thalliumsilbernitrat als schwere Schmelze zu Mineraltrennungen vorgeschlagen, als er den Schmelzpunkt des Doppelsalzes TlAgN_2O_6 erheblich niedriger (bei 75°) als den der einzelnen Salze TlNO_3 (bei 205°) und AgNO_3 (bei 209°) fand²⁾. Die Dichte der Schmelze, die in jedem Wasserbad flüssig erhalten werden kann, ist ungefähr 4,8³⁾. Die Schmelze ist vollkommen farblos und dünnflüssig wie Wasser, auch ist sie der Zersetzung erst bei Glühhitze unterworfen. Nur tritt wie bei den meisten Silbersalzen am Licht eine Schwärzung ein, die übrigens, weil sie erst nach längerer Zeit erfolgt und ganz ober-

¹⁾ N. J. 1889. II. 105—192.

²⁾ N. J. 1893. I. 90—94, Z. f. phys. Chem. 5. 1890. 451.

³⁾ S. auch Penfield, Z. X. 26. 1896. 136.

flächlich ist, im Gebrauch nicht stört. Die Verdünnung geschieht durch Zusatz von Wasser, womit auch eine Schmelzpunktserniedrigung bis 50° verbunden ist. Zur Darstellung des Doppelsalzes empfiehlt Retgers, die beiden Salze nicht käuflich zu beziehen, sondern der Billigkeit wegen die Lösung der Metalle in Salpetersäure selbst vorzunehmen, und dann die beiden Salze mit wenig Wasser zusammenzuschmelzen. Die chemischen Fabriken liefern nämlich die Salze erheblich teurer, als ihrem Metallwert entspricht. Schwefelmetalle, wie Pyrit, Kupferkies lassen sich mit dieser Thalliosilbernitratschmelze nicht trennen, wie S. L. Penfield zuerst fand ¹⁾. Dies veranlaßte Retgers andere Schmelzen aufzusuchen ²⁾, von denen er besonders das Thallium-Merkuro-Nitrat TIHgN_2O_6 empfiehlt. Dieses Doppelsalz schmilzt bei 76° , hat eine Dichte von 5,3, ist dünnflüssig und klar und läßt sich in jedem Verhältnis mit Wasser mischen.

184. Suspensionsmethode mit Schwimmer. Auf den ersten Blick könnte es scheinen, als wenn die Suspensionsmethode nur bei Mineralien von geringerer Dichte als diejenige der vorgeschlagenen Flüssigkeiten und Schmelzen anzuwenden sei. Indessen lassen sich auch Mineralien, deren Dichte beliebig größer ist, nach dieser Methode recht genau bestimmen, nur müssen sie, wenn man die oben (§ 178) angenommene Fehlergrenze von einigen Einheiten der dritten Dezimale einhalten will, schon aus Körnern von mindestens 0,3 g bestehen. Bei erheblich kleinerem Gewicht gelingt es kaum die zweite Dezimale richtig zu erhalten, man müßte denn eine Mikrowage zur Verfügung haben.

Das Prinzip rührt nicht, wie man früher annahm, von J. Thoulet her ³⁾, sondern ist, worauf E. Sommerfeldt hinwies ⁴⁾, schon in den älteren Auflagen des Leitfadens der praktischen Physik von F. Kohlrausch (z. B. in der 2. Aufl. von 1872) beschrieben. Hier heißt es „wenn der Körper spezifisch leichter ist als Wasser, so wird er durch Verbindung mit einem anderen von hinreichendem Gewicht zum Untersinken gezwungen; z. B. mit einer Metallklemme“ usw. In unserem Fall handelt es sich nur umgekehrt nicht um einen Zwang zum Untersinken sondern um ein Heben, also um die Verbindung mit einem spezifisch leichteren Schwimmer. Thoulet hat zuerst diese Methode auf mineralogische Objekte angewandt. Die Methode war, solange man wie Thoulet einen Schwimmer von Wachs anwandte, keiner großen Genauigkeit zugänglich. Auch der Vorschlag von J. Joly ⁵⁾, der die Mineralstückchen in eine kleine vorher gewogene Paraffinscheibe einschmolz, hat keinen Anklang gefunden. Joly wollte auf diese Weise auch poröse Substanzen ihrer Dichte nach bestimmen, da das schmelzende Paraffin die Poren

¹⁾ Am. Journ. 50. 1895. 448.

²⁾ N. J. 1896. I. 212—221; 1896. II. 183—195.

³⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 2. 1879. 189—191.

⁴⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1910. 482.

⁵⁾ Phil. Mag. (5). 26. 1888. 29.

ausfüllt. Noch unvollkommener ist wohl der Vorschlag von W. J. Smeeth¹⁾, der in ein kleines Glasgefäß etwas Vaseline bringt, in das er die Mineralkörper einsinken läßt, um darauf die Dichtebestimmung mit der hydrostatischen Wage vorzunehmen. Ein besserer Vorschlag wurde von A. Streng²⁾ gemacht, der als Schwimmer ein kleines Glasbecherchen mit möglichst dünnen Wänden vorschlug, dessen Höhe etwa 5—6 mm, dessen oberer Durchmesser 5 mm betrug und an dessen unterem Teil drei Platindrähte von 3—4 mm Länge gewissermaßen als Füße eingeschmolzen waren, um das Becherchen immer in vertikaler Stellung zu halten. In diesen Becher wird die zu prüfende Substanz gelegt und das so vereinigte System zum Schweben gebracht. Die Methode hat, wie Retgers hervorhob, zwei Fehler: Das absolute Gewicht des Schwimmers ist zu groß, und die Flüssigkeit im Becher hat im allgemeinen nicht die Dichte der umgebenden Flüssigkeit.

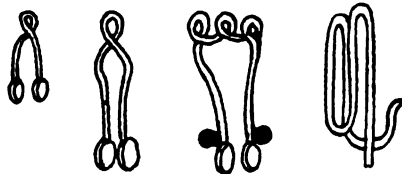


Fig. 643.

Glasschwimmer nach J. W. Retgers.

Eigentlich brauchbar ist die Schwimmermethode erst durch Retgers' geschickte Hand geworden³⁾. Nach ihm biegt man ganz dünne Glasfäden in passende Form und bringt zwischen die elastischen Arme dieser kleinen Klemmen das Mineral. Man stellt von solchen Klemmen in kurzer Zeit mehrere Dutzend in verschiedenem Gewicht her, um unter dem Vorrat nach Bedürfnis auszuwählen, und bestimmt von allen diesen Klemmen ein für allemal die Dichte, die natürlich bei allen gleich ist, da sie alle aus dem gleichen Glase in gleicher Weise hergestellt sind. Einige Proben, die noch durch Spiralen mannigfachster Dimensionen zu ergänzen wären, sind in Fig. 643 in wirklicher Größe abgebildet. E. Sommerfeldt hat auch Aluminiumdraht als Schwimmer vorgeschlagen, was sicherlich sehr bequem ist in allen Fällen, wo die zu verwendende schwere Lösung den Draht nicht angreift⁴⁾.

Bei dem Verfahren bestimmt man, bevor man Mineral und Schwimmer miteinander verbindet,

$$\begin{aligned} \text{das absolute Gewicht des Mineralkorns} &= g, \\ \text{das absolute Gewicht des Schwimmers} &= g_1, \\ \text{die Dichte des Schwimmers} &= d_1. \end{aligned}$$

¹⁾ Proc. R. Soc. Dublin 6. 1888. 58.

²⁾ 25. Ber. Oberrh. Ges. f. Natur- u. Heilk. Gießen 1887. 110.

³⁾ Zeitschr. f. phys. Chem. 4. 1889. 190—196.

⁴⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1910. 482—483. Ref. Z. X. 53. 1913. 428.

Alsdann vereinigt man beide Teile, bringt sie in einer Lösung zum Schweben und bestimmt

die Dichte des verbundenen Systems = D.

Aus diesen vier beobachteten Größen findet man

die Dichte des Minerals = d

durch folgende Überlegung:

Das Volumen des Minerals ist g/d ,

das Volumen des Schwimmers ist g_1/d_1 ,

das Volumen des vereinigten Systems ist $(g + g_1)/D$.

Alsdann ist bei Gleichsetzung der Volumina von den Teilen und dem vereinigten System:

$$\frac{g}{d} + \frac{g_1}{d_1} = \frac{g + g_1}{D}$$

oder

$$d = \frac{D}{1 - \frac{g_1(D - d_1)}{g d_1}}$$

Eine Diskussion dieser Formel für die Berechnung der Fehlergrenze ist etwas verwickelt, sollte aber nicht außer acht gelassen werden. Schon Retgers hat eine dahingehende Untersuchung teilweise durchgeführt.

Zunächst läßt eine oberflächliche Überlegung schon erraten, daß man beide, Mineralkorn und Schwimmer, möglichst groß auszuwählen hat, weil dann ein konstanter Wägefehler von kleinerem Einfluß ist. Ein Zahlenbeispiel wird dies noch verdeutlichen:

	Bestimmungen		Bestimmungen	
	richtig	falsch	richtig	falsch
Gewicht des Minerals g	0,0200	0,0201	0,2000	0,2001
Gewicht des Schwimmers g ₁	0,0100	0,0099	0,1000	0,0999
Dichte des Schwimmers d ₁	2,200	2,200	2,200	2,200
Dichte des vereinigten Systems D	3,300	3,300	3,300	3,300
Dichte des Minerals aus obigen Werten berechnet d	4,400	4,378	4,400	4,398

Bei 20 mg Substanz beträgt der Fehler in der Bestimmung der Dichte 0,022, wobei die Bestimmungen der absoluten Gewichte nur so weit fehlerhaft angenommen wurden, als die Genauigkeit guter analytischer Wagen geht. Bei Anwendung von 200 mg Substanz, also der zehnfachen Menge, sinkt der Fehler in dem obigen Zahlenbeispiel auf 0,002 herab und wird also elfmal geringer. Hier sind die Wägefehler ebenso groß wie im ersten Fall angenommen, was wohl berechtigt ist, weil man ein Gewicht von 200 mg mit unsern gewöhnlichen Hilfsmitteln ebenso genau bestimmen kann, wie ein Gewicht von 20 mg.

Ferner hat Retgers schon hervorgehoben, wie wichtig es ist, die Schwimmer so klein wie möglich zu wählen. Die folgende kleine Tabelle zeigt den Einfluß von Schwimmern verschiedener Größe auf den Endwert d , wenn man einstweilen immer denselben Fehler bei der Bestimmung von d_1 und D annimmt und jetzt einmal die Gewichte als richtig bestimmt voraussetzt.

	Bestimmungen		Bestimmungen	
	richtig	falsch	richtig	falsch
Gewicht des Minerals g	0,2000	0,2000	0,2000	0,2000
Gewicht des Schwimmers g_1	0,1000	0,1000	1,0000	1,0000
Dichte des Schwimmers d_1	2,200	2,199	2,200	2,199
Dichte des vereinigten Systems D	3,300	3,301	2,400	2,401
Dichte des Materials aus obigen Werten berechnet d	4,400	4,405	4,400	4,440

Bei einem Schwimmer von 100 mg Gewicht beträgt der Fehler 0,005, bei einem 10fach größeren Schwimmer steigt aber dieser Fehler bei dem gleichen Mineralkorn auf das 8fache, nämlich auf 0,040. Man sieht also, daß man in der Tat die Schwimmer so klein wie möglich zu wählen hat; die Grenze ist durch die Dichte der Flüssigkeit gegeben, in welcher Mineral und Schwimmer vereint zum Schweben gebracht werden müssen. Ein Größenverhältnis zwischen Kristall und Schwimmer, wie es bei Anwendung von Glasröhrchen nicht zu vermeiden ist und wie es im N. J. 1903. I. 146 figurlich dargestellt wurde — das Röhrchen ist doppelt so dick und siebenmal länger als der Kristall — kann nach diesen Überlegungen nicht als vorteilhaft bezeichnet werden.

Dehnt man nun die Diskussion auf alle 4 Stücke g , g_1 , d_1 , D , von denen die Größe d abhängt, aus, so kann man zu einer Vorstellung von der maximalen Fehlergrenze auf folgendem Wege gelangen: Man kann sagen, daß es besonders widerspruchsvoll wäre, wenn ein zu kleiner und spezifisch zu schwerer Schwimmer einen zu schweren Körper in einer zu dünnen Lösung zum Schweben bringen sollte oder umgekehrt, wenn dieses Schweben verlangt würde von einem zu großen und in seiner Dichte zu niedrigen Schwimmer bei einem zu leichten Korn in einer spezifisch zu schweren Lösung¹⁾.

Zu dem gleichen Ergebnis gelangt man auf analytischem Wege, wenn man von dem mir durch meinen verstorbenen Kollegen Stäckel mitgeteilten Satz Gebrauch macht, wonach das absolute Maximum oder Minimum einer Funktion $f(g, g_1, d_1, D)$ bei Änderung der Variablen

¹⁾ Es ist ja ohne weiteres klar, daß ein Kind mit einer großen Korkweste im Wasser eines Salzsees einen größeren Auftrieb hat, als ein Erwachsener mit einem kleinen Holzbrett in einem Süßwassersee.

g, g_1, d_1, D , um $\Delta g, \Delta g_1, \Delta d_1, \Delta D$ dann eintritt, wenn diese Änderungen proportional den partiellen Ableitungen der Funktion $f(g, g_1, d_1, D)$ nach g, g_1, d_1, D erfolgen, wenn also ist:

$$\Delta g : \Delta g_1 : \Delta d_1 : \Delta D = \frac{\partial f}{\partial g} : \frac{\partial f}{\partial g_1} : \frac{\partial f}{\partial d_1} : \frac{\partial f}{\partial D}.$$

Dieser analytische Weg soll hier nicht weiter verfolgt werden, er führt aber ebenso wie der vorausgehend skizzierte physikalische Weg zu derselben Formel für die Berechnung der maximalen Fehlergrenze Δd , nämlich zu dem Ausdruck

$$d \pm \Delta d = \frac{D \pm \Delta D}{1 - \frac{(g_1 \pm \Delta g_1) [D \pm \Delta D - (d_1 \mp \Delta d_1)]}{(g \mp \Delta g) (d_1 \mp \Delta d_1)}}$$

Zur Illustration dieser Formel sei noch ein Zahlenbeispiel mit zwei verschiedenen Serien von Fehlergrenzen angeführt.

	Richtiger Wert	Fehlergrenzen	
		I	II
Gewicht des Mineralkorns	$g = 0,1662$	$\mp 0,0001$	$\mp 0,00005$
Gewicht des Schwimmers	$g_1 = 0,8055$	$\pm 0,0001$	$\pm 0,00005$
Dichte des Schwimmers	$d_1 = 2,459$	$\mp 0,001$	$\mp 0,0005$
Dichte der Lösung	$D = 2,845$	$\pm 0,001$	$\pm 0,0005$
Berechnete Dichte des Minerals	$d = 4,000$	$\pm 0,013$	$\pm 0,007$

Man sieht aus der ersten Serie unter I, daß ein Fehler von $\pm \frac{1}{10}$ mg in den Gewichten und von einer Einheit der dritten Dezimale in den Dichten schon 13 Einheiten der dritten Dezimale in der endgültigen Dichtebestimmung ausmachen kann. In solchen Fällen wird man bemüht sein, was keine allzugroßen Schwierigkeiten bereitet, die Gewichte auf $\frac{1}{20}$ mg und die Dichten auch noch etwas genauer, vielleicht auf fünf Einheiten der vierten Dezimale richtig, zu bestimmen. Man würde dann, wie die Kolonne II in der obigen Tabelle zeigt, die Fehlergrenze auf $\pm 0,007$ herunterdrücken können, wohlverstanden bei einem Körper von nur 166 mg Gewicht. Wiederholte Bestimmungen werden häufig weniger voneinander abweichen, als diese Rechnung ergibt; dann sind eben die ungünstigsten Kombinationen in den vier Variablen nicht eingetreten.

Die Suspensionsmethode ist von Mineralogen und Petrographen eigens für ihre Zwecke erfunden und in ihrer Vorzüglichkeit sowie Unentbehrlichkeit längst erkannt worden. Es kommt ihr aber ein viel weiteres Anwendungsgebiet zu, sodaß sie wohl verdiente, ihre bei uns festbegründete Wertschätzung auch auf andere Forscherkreise ausgedehnt zu sehen.

Vierter Teil.

Trennungsmethoden.

185. Vorbehandlung. Um die Gemengteile eines Gesteins in reinem Zustand zu untersuchen, bedarf es ihrer Trennung und Abscheidung aus dem Gemenge. Eine solche Gesteinszerlegung in die Mineralkomponenten, also gewissermaßen eine mechanische Analyse, gelingt nicht immer durch konsequente Anwendung einer einzigen Methode; man muß vielmehr öfters mehrere Trennungsmethoden nebeneinander benutzen, die sich teils auf die verschiedene Dichte der Gemengteile, teils auf ihre verschiedene Angreifbarkeit durch chemische Reagenzien, teils auf ihr Verhalten gegen stärkere und schwächere Magnete stützen. Für alle diese Trennungen ist Vorbedingung, das Gemenge in Pulverform zu bringen und dem Pulver nicht nur solche Dimensionen zu geben, daß ein erheblicher Teil der Körnchen nur aus einer Mineralart besteht, sondern daß auch die Korngröße des zur Trennung bestimmten Pulvers eine tunlichst gleichmäßige wird. Welche Korngröße des Pulvers man in einem gegebenen Falle zu wählen hat, hängt im wesentlichen von der Korngröße des Gesteins ab, und als allgemeine Regel läßt sich nur der Satz aufstellen, daß die mechanische Trennung umso leichter und sicherer gelingt, je größer das Korn des zu trennenden Pulvers ist. Je staubähnlicher das Pulver ist, umso langsamer und schwieriger wird die mechanische Trennung, umso leichter und bequemer dagegen die chemische. Um nun bei der für die mechanische Sonderung erforderlichen Zerkleinerung eines Gesteins von dem störenden Gesteinsmehl möglichst wenig zu erhalten, muß man die Stücke in einem Metallmörser mit dem Klöpfel zerstampfen und das Reiben und Quetschen möglichst vermeiden. Glaubt man annähernd die erforderliche Korngröße erreicht zu haben, so bringt man das Pulver in ein größeres Gefäß (Becherglas oder Porzellanschale) und spült mit Wasser das feine, einer mechanischen Trennung höchst hinderliche Mineralmehl, das im Wasser lange suspendiert bleibt, fort. Nur wenn man absolut mikroskopische Gemengteile isolieren will, wird man dieses Waschen des Pulvers unterlassen oder jedenfalls das abgewaschene Mehl sammeln und mikroskopisch darauf prüfen, ob sich nicht das zu isolierende Mineral darin befindet. — Das gewaschene Pulver wird getrocknet und durch eine Reihe von feinen Sieben in Portionen von gleicher Korngröße getrennt. Man prüft diese mikroskopisch, um zu sehen, in welcher Portion die erforderliche Homogenität der einzelnen Körner erreicht wurde; auf diese Korngröße reduziert man alsdann das gesamte zur Verwendung bestimmte Pulver.

Die Siebe werden einzeln oder in sog. Siebsätzen in den mannigfachsten Formen und Maschenweiten von den verschiedenen Werkstätten hergestellt. In der Zementindustrie, wo die Korngröße bei der Bewertung

des Materials eine große Rolle spielt, verwendet man u. a. ein Sieb aus Metalldrähten, das 10 000 Maschen auf den Quadratcentimeter enthält. An einem solchen Fabrikat wurden folgende Dicken gemessen

Draht + Masche	= 100 μ ,
Draht	= 39 μ ,
Masche	= 61 μ .

Nach dem Gebrauch muß ein kostbares Sieb dieser Art sehr vorsichtig mittelst einer harten Bürste oder einer feinen Nadel von den eingeklemmten Körnchen befreit werden. Für uns kommt übrigens ein so feines Sieb kaum in Frage. Vorzüglich geeignet sind dagegen die netzartigen Gewebe, die man Gaze oder Beuteltuche zu nennen pflegt und die für das Müllergewerbe in wunderbarer Exaktheit und in jeder erforderlichen Maschenweite hergestellt werden. Man spannt kleine Stückchen davon in passende Rähmchen oder faßt sie auch nur an den vier Zipfeln und bildet einen kleinen Beutel. Die Gewebe behalten durch die Art der Umschlingung der Kettenfäden und durch die Imprägnation mit Klebstoff ihre rechteckigen Lücken in ganz bestimmter Größe. Solche Gaze können von der Schweizer Seidengazefabrik A. G. in Zürich (früher Albert Wydler, Zürich) in kleinen Streifen, die für lange Zeit ausreichen, bezogen werden. Um nur eine kleine Vorstellung von der großen Mannigfaltigkeit dieser schönen Fabrikate zu erhalten, seien einige Sorten mit ihren Nummern und mit ihrer Fadenzahl pro 10 mm mitgeteilt.

	Extrastarke Griesgaze; Ersatz für Metallgewebe.						xxx Triple-extra-Qualität; „allerschwerste Qualität“.		
Nr.	16	26	34	50	62	70	11	14	17
Fadenzahl pro 10 mm	7	11 $\frac{1}{2}$	15	21 $\frac{1}{2}$	26	32 $\frac{1}{2}$	43	51	61 $\frac{1}{2}$

In welcher Reihenfolge an einem so vorbereiteten Pulver die weitere Trennung nach der Dichte oder nach dem magnetischen oder nach dem chemischen Verhalten bewirkt werden soll, läßt sich nicht allgemein, sondern erst von Fall zu Fall entscheiden; hier kommt es besonders an auf die Geschicklichkeit und die Findigkeit des experimentierenden Forschers.

186. Trennung durch Wasser (Schlämmanalyse). Die Sonderung eines Gemenges verschiedener Mineralien durch strömendes Wasser oder durch Fallenlassen in ruhendem Wasser vollzieht sich überwiegend nach Größe und Form der Körner und in untergeordneter Weise nach deren Dichte. Mit dieser in der Technik bei Aufbereitung der Erze so vorzüglich durchgebildeten Schlammmethode kann man also eine Trennung der gesteinbildenden Mineralien nicht gut durchführen, wenn nicht ganz erhebliche Unterschiede in der Eigenschwere der Gemengteile vorhanden sind. Da Blättchen erheblich leichter bewegt werden als Körner, so

lassen sich die Mineralien der Glimmergruppe noch am leichtesten von andern trennen.

Man kann hierbei die allerverschiedensten Formen von Gefäßen, hoch oder flach, anwenden, und mit ruhendem oder fließendem Wasser arbeiten. Immer soll man aber besondere Sorgfalt darauf verwenden, die zu schlammende Masse in allen Teilen vollständig mit Wasser zu durchtränken, sodaß die einzelnen Körnchen und Blättchen möglichst wenig aneinander haften. Bei Sanden ist diese Durchwässerung in einfachster Weise und in kürzester Zeit zu erreichen, bei feineren Tönen gelingt dies aber zuweilen erst nach 12- bis 24stündigem Kochen oder nach längerem Stehenlassen unter Wasser. Das Kochen nimmt man mit 50 g Ton in einem 5-Literkolben, der mit einem fingerdicken 1 m langen dünnwandigen Glasrohr als Lufrückflußkühler versehen ist, vor. Ausführliche Angaben über die Vorbehandlung der Bodenproben zur mechanischen Analyse findet man auch bei Sven Odén, worauf hier verwiesen sei¹⁾.

Um rasch aus einem Pulver oder aus natürlichem Schutt, Grus, Sand usw. die weit verbreiteten, sog. selteneren und spezifisch schweren Mineralien (Zirkon, Rutil, Anatas, Brookit, Erze, Turmalin, Monazit usw.) abzuscheiden, schlug H. Thürach²⁾ folgendes Verfahren vor. Das gesiebte Pulver wird, nach der im bergmännischen Betrieb besonders bei Goldwäschen gebräuchlichen Methode, in dem sog. Sichertrog (Batêa) oder — in Ermanglung eines solchen übrigens einfachen Apparats — in einer gewöhnlichen Porzellanschale von mittlerer Größe mit Wasser geschlämmt, um zunächst die tonigen, leicht schwebenden Teilchen abzuspülen³⁾. Zu dem mehr sandigen Rückstand setzt man die doppelte Menge Wasser und bringt ihn durch Schwenken der Schale auf kurze Zeit in schwebende Bewegung, wobei sich die spezifisch schwereren Teile nach unten senken. Neigt man nun die Schale nach der einen Seite, verlangsamt die Bewegung und gießt dabei das Wasser ab, so läßt sich nach einiger Übung die oberste Sandschicht mit der Hand abstreifen. Das Verfahren wird wiederholt, so oft es nötig erscheint. Den dann an den zu isolierenden schweren Mineralien sehr angereicherten Rückstand wäscht man mit reinem Wasser, schwenkt ihn nochmals, wobei der letzte Rückstand an leichtem Sand sich gewöhnlich gut absondert. Nach dem Eintrocknen kann dieser mit einer Feder weggenommen werden. — J. J. H. Teall⁴⁾ siebt das zu trennende Material in einem zweckentsprechend feinen Siebe unter Wasser in einer Porzellanschale. Durch das Sieb gehen nur die mikroskopischen

¹⁾ Bull. Geol. Inst. Upsala. 16. 1919. 125—134 und 135—158; Ref. N. J. 1922. I. 346—350.

²⁾ Verh. phys.-med. Ges. Würzburg. N. F. 18. 1884. 204.

³⁾ Angaben über die Handhabung der Batêa finden sich bei O. Derby, Proc. Rochester Acad. 1. 1891. 198—206.

⁴⁾ Min. Mag. 7. 1887. 201.

Kriställchen der oben genannten Mineralien und der feine Staub, der sich dann leicht durch Schlämmen mit Wasser aufrühren und abgießen läßt.

So gering die Bedeutung der Schlämmanalysen bei der Isolierung von Mineralien ist, so wichtig kann sie werden, wenn es sich um die Sonderung der Bestandteile der natürlichen losen Massen, wie der Sande, Tone, Lehme, Löße oder im allgemeinen des Ackerbodens handelt, da bei diesen Untersuchungen der Gehalt an Feinerde und Sand und ihre Zusammensetzung von großem Wert für die Beurteilung der Böden ist. Unter den zahlreichen Apparaten, die von den Bodenanalytikern erfunden wurden, ist der Schlämmzylinder von J. Kühn und der Schlämmtrichter von Em. Schöne weiter verbreitet; auch dürfte eine von Fr. Eichstädt konstruierte w. u. beschriebene Vorrichtung in manchen Fällen gute Dienste leisten.

Der Kühnsche Schlämmzylinder (Fig. 644)¹⁾ besteht aus einem 30 cm hohen Glaszylinder von 8,5 cm lichter Weite, der 2 cm unter dem oberen Rand eine Marke und seitlich unten, 5 cm vom Boden, einen Tubus von 1,5 cm Weite trägt. Der Tubus wird durch einen Gummistopfen geschlossen, der genau bis zur inneren Wandung reicht. Das Arbeiten erfolgt immer mit 50 g Ton, den man nach gründlicher Durchfeuchtung (s. S. 702) mit Hilfe des rechts in Fig. 644 abgebildeten Blechtrichters in den Zylinder einfüllt und bis zur Marke mit Wasser bedeckt, mit einem Stab kräftig umrührt und 10 Minuten stehen läßt, worauf das trübe Wasser durch den Tubus abgelassen wird. Nur dieser erste Abfluß erfolgt nach 10 Minuten Ruhe. Im weiteren Verlauf öffnet man den Tubus schon nach je 5 Minuten und wiederholt die Operation so oft — unter Umständen 20mal — bis nach 5 Minuten langem Stehen das abgelassene Wasser klar ist. Um mit diesem Kühnschen Schlämmzylinder nun vergleichbare Resultate zu erhalten, müssen die Dimensionen des Zylinders in allen Teilen und auch die Zeiten des Absetzens sehr genau eingehalten werden; und wenn A. Nowacki in seiner praktischen Bodenkunde²⁾ dem Gefäß eine Höhe von 26 cm gibt, den Tubus 4 cm vom Boden, die Auffüllmarke 3,5 cm vom oberen Rand entfernt anbringt und nach dem Umrühren nicht 10 Minuten, sondern 15 Minuten stehen läßt, so ist dies nicht das Kühnsche, sondern etwa das Nowackische Schlämmverfahren. Nowacki will hierdurch eine genauere Scheidung seiner Dur- und Moll-Gesteine erreichen.

¹⁾ Die erste Erwähnung des Schlämmzylinders von Julius Kühn findet sich bei K. Tietschert, Keimungsversuche mit Roggen und Raps usw. Halle 1872. S. 23. Eine ausführliche Anleitung zum Arbeiten mit diesem Apparat gab F. Steinriede mit Erlaubnis des Erfinders, Anleitung zur mineralog. Bodenanalyse. 1. Aufl. Leipzig 1889. 8—13; 2. Aufl. Leipzig 1921. 18—28. Die umstehende Figur ist F. Wahnschaffes „Anleitung zur wissensch. Bodenuntersuchung“ 2. Aufl. 1903 entnommen.

²⁾ Dritte Aufl. Thaer Bibl. 1899. 96—99.

Bei dem Schöneschen Schlammtrichter¹⁾ kommt es, wenn man vergleichbare Daten erhalten will, auf genaue Einhaltung der vorgeschriebenen Dimensionen fast noch mehr an, als bei dem Kühnschen Zylinder.

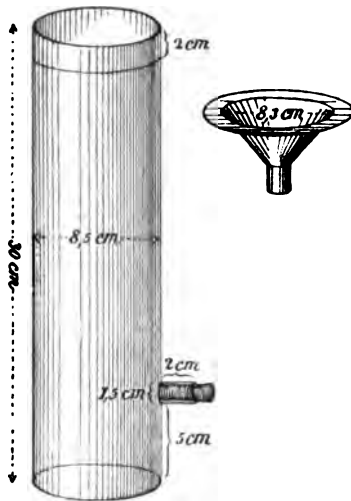


Fig. 644.

Schlammzylinder nach Jul. Kühn.

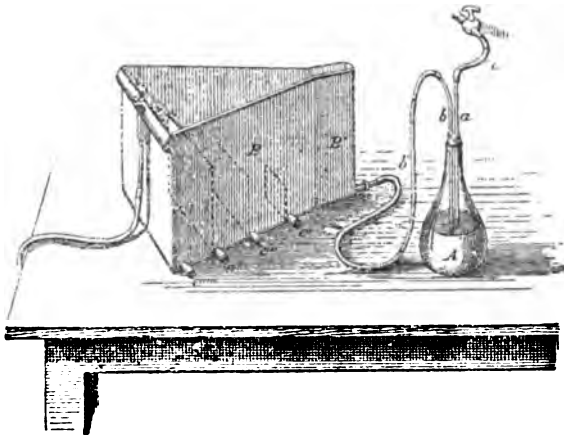


Fig. 646.

Schlammapparat nach Fr. Eichstädt.



Fig. 645.

Schlammapparat
nach E. Schöne.

Auch ist das ganze Arbeiten mit diesem Apparat ein komplizierteres, aber auch viel genaueres. Der wesentlichste Teil des Schöneschen

¹⁾ E. Schöne, Über Schlammanalyse und einen neuen Schlammapparat. Berlin 1867. 82 S.

Apparats besteht aus einem langen Glasgefäß, das in Fig. 645 nach einer Zeichnung in Ad. Meyers Lehrb. der Agrikulturchemie (1901) abgebildet ist. An den 2 cm langen und ebenso weiten Hals *A* schließt sich ein zylindrisches Gefäß *BC* von 10 cm Länge und 5 cm lichter Weite an, das nach unten in einen konisch geformten Glasteil von etwa 50 cm Länge übergeht. Die Fortsetzung bildet das unten bei *DE* umgebogene Rohr von 5 mm lichter Weite. Zur Ausführung einer Schlamm-analyse bringt man etwas Wasser in das Gefäß, füllt den gut durchfeuchteten Ton ein und läßt alsbald einen Wasserstrom bei *D* ein und bei *A* durch ein passendes Rohr und unter geeignetem, den Zufluß regulierendem Druck austreten. Die Geschwindigkeit des senkrecht aufsteigenden Wassers ist in jedem Querschnitt des konischen Gefäßes eine andere und wird erst in dem zylindrischen Teil konstant. Bei einem gewissen Zufluß können also alle in diesen Zylinder hineingelangenden Teilchen weiter bewegt und damit aus der übrigen Masse entfernt werden. Bei verstärktem Zufluß findet das gleiche Spiel für gröbere Körner statt. Wegen der weiteren Ausführung der Methode, auch unter Anwendung von destilliertem Wasser, sei auf die Originalabhandlung oder auf F. Wahnschaffes Darstellung in seiner Anleitung zur wissenschaftlichen Bodenuntersuchung¹⁾ verwiesen.

Der von Fr. Eichstädt²⁾ konstruierte Schlammapparat (Fig. 646) bringt ein Prinzip zur Anwendung, das sich auch bei einem nach Nöbel benannten Apparat findet und das schon in den sogenannten Spitzkastenapparaten der Aufbereitungsmaschinen für Erze anzutreffen ist. Der Wasserstrom wird dadurch verlangsamt, daß man ihn durch Gefäße von immer größer werdendem Querschnitt schickt. Nach Ablauf der Operation finden sich dann in diesen Gefäßen die Proben in verschiedener Korngröße. Der Schlammkolben *A* (Fig. 646) aus Glas steht durch die Glasröhre *a* und das Kautschukrohr *a'* in Verbindung mit der Wasserleitung. Das Rohr *a* reicht bis fast auf den Boden des Kolbens, durch dessen Stöpsel eine zweite Glasröhre *b* etwa bis in die Mitte des Kolbens reicht, der ungefähr 1,5—2 Liter Wasser fassen kann. Das Kautschukrohr *b'* verbindet den Schlammkolben *A* mit dem Kasten *B*, der aus Weißblech angefertigt ist. Die Grundfläche dieses Kastens hat die Form des Vertikalschnittes durch einen Trichter. Der Kasten besteht eigentlich aus zwei Teilen: der parallelfächigen Rinne *B'* und dem dreieckigen Kasten *B*, dessen Seitenwände unter 50° zu einander geneigt sind. Die ganze Länge des Kastens von der hinteren Wand der 1 cm breiten Rinne *B'* bis zur Vorderwand von *B* beträgt 60 cm, davon fallen 15 cm auf die Rinne *B'* und 45 cm auf den Kasten *B*. Die Breite des Kastens an der Vorderwand mißt 43 cm, die Höhe 32 cm. Die Vorderwand des Kastens ist etwas niedriger als die Seitenwände, damit das Wasser gut

¹⁾ Berlin 1903. 31—44.

²⁾ G. F. i. Stockh. Förh. 10. 1888. 83; Ref. N. J. 1889. II. 458—459.

überfließen und durch eine Röhre bei *d* abgeleitet werden kann. Wichtig ist es, daß die niedrigere Vorderwand vollkommen horizontal liegt. Der Kasten *B* ist in Abständen von 11 cm durch drei Querwände von 7, 14 und 21 cm Höhe in 4 Teile geteilt; eine nur 2 cm hohe Querwand befindet sich überdies dort, wo die Rinne *B'* in den Kasten *B* mündet. Die Rinne *B'* kann durch das Einlaufrohr bei *c*, die andern Abteilungen des Kastens können durch die mit Pfropfen verschlossenen Öffnungen *c'*, *c''*, *c'''*, *c''''* entleert werden. Soll der Apparat gebraucht werden, so füllt man zunächst den Kasten *B* und die Rinne *B'* mit Wasser; schüttelt in dem etwa zur Hälfte mit Wasser gefüllten Schlämmkolben *A* das zu trennende Sand-, Ton-, Lehm- usw. Gemenge gut auf und läßt nun durch *a* den Strahl aus der Wasserleitung mit solcher Geschwindigkeit eintreten, daß er in 10 Minuten etwa ein Liter Wasser liefert. Die feinen Tonteilchen werden durch den Wasserstrom durch die Röhre *b* und den Schlauch *b'* in die Rinne *B'* und den Kasten *B* geleitet, wo die Stromkraft von Abteilung zu Abteilung immer schwächer wird. Am Boden der Rinne setzt sich gröberes Material ab, während die feinsten Ton- und Glimmerblättchen nach Vollendung des Versuchs allmählich nach ihrer Größe in den verschiedenen Abteilungen des Kastens *B* zu Boden sinken. Hebt man dann mit einem Heber das Wasser im Kasten *B* ab, so kann man mit Hilfe eines kräftigen Wasserstrahls den Bodensatz durch die Öffnungen bei *c'*, *c''*, *c'''*, *c''''* in verschiedene Gefäße spülen.

187. Trennung durch schwere Flüssigkeiten. Eine genaue Sonderung nicht nach der Korngröße, sondern nach der Dichte der Gemengteile eines Pulvers erhält man nur bei Anwendung solcher Flüssigkeiten, die schwerer sind als wenigstens ein Teil des Pulvers, sodaß dieser Teil auf der Flüssigkeit schwimmt und der Rest zu Boden sinkt. In Paragraph 182 und 183 ist eine ganze Anzahl von Flüssigkeiten beschrieben, wie sie zur Bestimmung der Dichte der Mineralien durch die Suspensionsmethode dienen; nach ihrem hier zu besprechenden weiteren Zweck kann man sie auch Trennungsflüssigkeiten nennen.

Die mechanische Trennung eines Pulvers nach der Dichte könnte etwas umständlich werden, wenn man aufs Geratewohl die Lösungen verdünnen wollte. Viel rascher gelangt man zum Ziel, wenn man sich vorher auf mikroskopischem Wege über die zu trennenden Mineralien orientiert hat und man also mit Hilfe der auf Seite 812 und 813 am Schluß dieses Werks mitgeteilten Tabelle wenigstens annähernd weiß, welche Dichten den zu trennenden Mineralien etwa zukommen. Man wird dann der Trennungsflüssigkeit eine bestimmte Dichte, die zwischen den Dichten der zu trennenden Körper liegt, geben und dieses entweder mit Hilfe der auf S. 680 abgebildeten Westphalschen Wage oder auf anderm Wege durch sog. Indikatoren erreichen.

Die Westphalsche Wage eignet sich weniger zur Einstellung einer Flüssigkeit auf eine bestimmte Dichte, als zur Messung der Dichte

von einer bestimmten Lösung. Dagegen sind die Indikatoren für den ersteren Zweck gut zu gebrauchen. Als Indikatoren benutzt man Mineralstückchen, deren Dichte man bestimmt hat, und die man in größerer Anzahl in Gläschen bereit hält. V. Goldschmidt hat eine solche Skala mit geeigneten Intervallen während seiner Arbeiten im mineralogisch-geologischen Institut der Universität Heidelberg zusammengestellt. Eine den gewöhnlichen Zwecken genügende Auswahl sei hier mitgeteilt¹⁾.

Ordn.-Zahl	Name	Fundort	Dichte	Ordn.-Zahl	Name	Fundort	Dichte
1.	Schwefel	Girgenti	2,070	11.	Quarz	Middleville	2,650
2.	Hyalit	Waltach	2,160	12.	Labradorit	Labrador	2,689
3.	Opal	Scheiba	2,212	13.	Calcit	Rabenstein	2,715
4.	Natrolith	Brevig	2,246	14.	Dolomit	Muhrwinkel	2,733
5.	Pechstein	Meißen	2,284	15.	Dolomit	Rauris	2,868
6.	Obsidian	Lipari	2,362	16.	Prehnit	Kilpatrick	2,916
7.	Perlit	Ungarn	2,397	17.	Aragonit	Bilin	2,933
8.	Leucit	Vesuv	2,465	18.	Aktinolith	Zillertal	3,020
9.	Adular	St. Gotthard	2,570	19.	Andalusit	Bodenmais	3,125
10.	Elaeolith	Brevig	2,617	20.	Apatit	Ehrenfriedersdorf	3,180

Soll die Lösung genau die Dichte eines in der Skala befindlichen Indikators erhalten, so wirft man diesen in die Lösung und bringt durch Zusatz von Wasser nach tüchtigem Umrühren den Indikator zum Schweben. Sobald dieser an jeder Stelle in der Lösung verharret, wohin man ihn stößt, ist die Lösung eingestellt und hat genau die gewünschte Dichte. Liegt diese zwischen derjenigen von zwei Indikatoren der Skala, so wirft man beide in die Flüssigkeit und stellt diese in angegebener Weise so ein, daß der schwerere sinkt, der leichtere steigt. Nach dem Einstellen der Flüssigkeit hebt man die Indikatoren mit einem am unteren Ende spiralförmig umgebogenen Platindraht heraus, damit sie die Trennung nicht hindern.

A. Johnsen und O. Mügge verwenden für derartige Indikatoren Würfel von 4 mm Kantenlänge aus Jenaer Glas, die auf fünf Seiten mattgeschliffen und mit Graphit geschwärzt sind, um sie in der Lösung bequem sichtbar zu machen, während auf der sechsten glatten Seite die Dichte eingraviert ist²⁾. Eine solche Serie von acht Indikatoren zeigt die Dichten 2,48, 2,59, 2,68, 2,78, 2,88, 2,98, 3,01, 3,15. G. Linck³⁾ hat diese Reihe über 24 Glieder ausgebaut mit den Dichten von 2,240 bis 3,555; er gibt den einzelnen Würfelchen eine Kantenlänge von 6 mm. Diese Skala wird von Dr. F. Krantz in Bonn vertrieben. V. Goldschmidt ging noch weiter und hat im Anschluß an seine oben erwähnte Indikatoren-Skala nunmehr eine aus Glas und Mineralien ge-

¹⁾ N. J. B. B. 1. 1881. 215; ferner Verh. K. K. Reichsanst. Wien 1883. 68. Derartige Indikatoren sind von Mechaniker P. Stoë Nachfolger, Heidelberg, zu beziehen.

²⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1905. 152—153.

³⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1912. 508—509.

mischte Skala von nicht weniger als 34 Gliedern mit den Dichten zwischen 2,060 und 3,295 zusammengestellt¹⁾. Die vergrößerte Skala ist wie die schon erwähnte von P. Stoë Nachf., Heidelberg, zu beziehen. J. E. Wolff²⁾ fertigte Indikatoren aus Glasröhrchen, die durch eingeschlossenes Quecksilber oder Blei beschwert sind, an und versah sie auch mit einem eingeschmolzenen Platinhaken, um sie leicht aus der schweren Lösung herausholen zu können.

Ist die Scheidung eines bestimmten Quantums aus dem Mineralgemenge erfolgt, so bestimmt man die Dichte der Lösung endgültig wieder mit der Westphalschen Wage. Man kann diese Messung sehr bequem auch während einer Trennung vornehmen, wenn man nach G. Linck³⁾ das in Fig. 647 abgebildete Glasröhrchen in die Lösung senkt. Dasselbe ruht mit den drei seitlich angeschmolzenen Glasarmen auf dem Rand des Scheidetrichters (s. § 188) und füllt sich durch das umgebogene Röhrchen bei *a* mit der Lösung, ohne daß die schwebenden Mineralkörner eindringen könnten. Der Senkkörper der Westphalschen Wage wird dann in die Lösung innerhalb der Röhre *r* getaucht.

Die zur Trennung dienenden Gefäße sind verschieden, je nachdem man die bei gewöhnlicher Temperatur flüssigen Lösungen oder die schweren Schmelzen verwendet, und je nachdem man ein Pulver in ungefähr gleiche Teile trennen will oder aus einer größeren Menge ein kleines Quantum abzusondern beabsichtigt.

188. Einfache Trennungsapparate. Jedes mit Ausguß versehene schlanke Becherglas kann als Scheideapparat dienen, wie schon V. Goldschmidt⁴⁾ hervorhob; die Größe hat sich dem zu scheidenden Pulverquantum anzupassen. Diese Bechergläser gestatten ein vollkommenes Umrühren des zu trennenden Pulvers mit der Lösung und eine bequeme Mischung dieser mit dem behufs Verdünnung zugesetzten Wasser. Der verhältnismäßig große Querschnitt verhindert das die Trennung störende Zusammenbacken verschieden dichter Körner. Unbequem ist nur das Sammeln der ausgefallenen Pulver von den schwimmenden. Man muß letztere mit der Lösung abgießen und dann die ausgefallenen Mengen durch einen Wasserstrahl in ein reines Gefäß zum Zweck des Auswaschens überspülen. Hierbei ist eine Vermengung mit den an den Gefäßwänden haftenden Körnern, die vorher schwammen, schwer vermeidlich; doch behält dieser einfache Apparat immer seinen Wert bei vorläufigen Trennungen von Gemengen, die in zwei etwa gleiche Portionen zerlegt werden sollen. Zweckmäßig und nicht so zerbrechlich wie die Bechergläser sind Glaszylinder mit Fuß, Rand und Ausguß von 3 cm lichter Weite und 8 cm Höhe, in die man bis zu 50 ccm Lösung füllen

¹⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1913. 39—44.

²⁾ Bull. U. S. Geol. Survey, 150. 1898. 21.

³⁾ Inaug. Dissert. Straßburg i. E. 1884. 41.

⁴⁾ N. J. B. B. 1. 1881. 214.

kann. Man verarbeitet hierin bei rohen Vortrennungen bis zu 10 g Pulver. Hat man aus einer größeren Menge Gesteinspulver relativ wenig schwere Körner zu trennen, so kann man, um an Flüssigkeit zu sparen, nach L. van Wervekes Vorschlag¹⁾ sich eines Scheidetrichters bedienen, dessen Hahn nicht unmittelbar unter dem eigentlichen Trichter, sondern etwas tiefer in seinem Rohr angebracht ist (Fig. 648), und bei dem die Durchbohrung genau so groß ist, wie das Lumen der Röhre, damit sich in den sonst vorhandenen Ecken kein Pulver festsetzt. Die Mengung geschieht vermittelt eines Glasstabes.

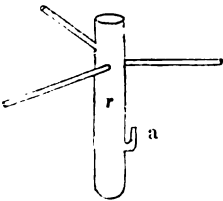


Fig. 647.

Lincksches Röhrchen
zur Dichtebestimmung.



Fig. 648.

van Wervekescher Scheidetrichter.



Fig. 649.

Haradascher Scheidetrichter.

Hat man umgekehrt aus einer größeren Menge Gesteinspulver relativ wenig leichte Körner abzuschneiden, so benutzt man, ebenfalls um an Flüssigkeit zu sparen, ein sich nach oben verengendes Glas, z. B. ein sog. Erlensmeyersches Kölbchen, das schon den in den feineren Scheideapparaten vorhandenen Vorteil besitzt, die Trennung in abgeschlossenem Raum vornehmen zu können, sodaß keine Verdunstung zu befürchten ist.

Das Reinigen des Pulvers von der anhaftenden Lösung muß sehr intensiv geschehen. Glimmerartige Mineralien können von Jodmethylen auch nach 6maligem flüchtigen Waschen mit Benzol noch deutliche Mengen festhalten. Man muß dann in einem kleinen Kölbchen mit Luft-rückflußkühler mit wenig Benzol jedesmal eine Viertelstunde kochen und dekantieren und diese Operation 4—6 mal wiederholen, bis einige Tropfen des Waschbenzols keine merkbaren Spuren von Jodmethylen auf einem Uhrglas hinterlassen.

¹⁾ N. J. 1883. I. 86—87.

189. Feinere Trennungsapparate. Bei sorgfältigen Trennungen muß man immer mit geschlossenen Gefäßen arbeiten, weil die Lösungen teils durch stärkere Verdunstung des Verdünnungsmittels, teils durch hygroskopische Eigenschaften der Salze ihre Dichte ändern könnten.

Der handlichste, solideste und bequemste Trennungsapparat ist wohl ein Scheidetrichter von der in Fig. 649 angegebenen Form, den T. Harada¹⁾ zuerst im Rosenbusch'schen Institut in Heidelberg benutzt hat. Ein aus kräftigem Glas angefertigtes, lang birnenförmiges Gefäß wird oben durch einen eingeschliffenen Glasstöpsel, an dem verjüngten unteren Ende durch einen Glashahn mit einer der Weite des unteren Rohres gleichen Bohrung geschlossen. Lösung und Pulver werden von oben eingeführt, der Stöpsel aufgesetzt und die Mengung von Pulver und Lösung durch Schütteln bewirkt. Sobald sich zwischen dem ausfallenden und schwebenden Pulver eine klare Flüssigkeitsschicht bildet, setzt man unter den Apparat ein kleines Glas so, daß das untere Ende des Apparats fast den Boden des Glases berührt, und öffnet den Hahn. Es fällt ein kleiner Teil der Lösung aus, nur wenige Tropfen, bis der Luftdruck die Flüssigkeitssäule trägt, worauf die Trennung des schwereren Pulvers, das in das Glas fällt, vollkommen automatisch vor sich geht. Man muß vermeiden, daß sich im engeren Teil des Apparats eine Luftblase einschiebe; ist dieses dennoch geschehen, so bringt man sie durch vorsichtiges Klopfen an dem Apparat zum Steigen. Hat alles ausfallende Pulver den Hahn passiert, so schließt man diesen, bringt eine Wasserschicht auf die Lösung im Gläschen und hebt den Apparat so weit, daß sein Ende nun in die Wasserschicht gelangt. Das Wasser steigt dann stürmisch bis zum Hahn und läßt alles unterhalb befindliche Pulver in das Gläschen fallen. Die weitere Verdünnung zum Zweck einer zweiten usw. Pulverabscheidung bewirkt man durch Zusatz einiger Tropfen Wasser von oben, oder besser dadurch, daß man den Apparat aus dem kleinen Glas hebt, umkehrt und durch den geöffneten Hahn die im engen Teil durch Wasserzutritt gebildete verdünnte Lösung in den birnenförmigen Teil des Apparats eintreten läßt und wohl noch einige Tropfen Wasser hinzufügt. Nach dieser Operation ist das untere Rohr durch kleine Röllchen aus Filtrierpapier zu trocknen. Die Mischung wird wieder durch Schütteln vollzogen, und die Operation in der angegebenen Weise wiederholt. Solche Harada'schen Trennungsapparate liefert in Dimensionen von 25—35 cm Länge die Firma C. Desaga in Heidelberg, sowie jede andere größere Firma chemischer Apparate und Utensilien. — A. Johnsen und O. Mügge haben den Harada'schen Trichter durch Erweiterung der Hahnöffnung verbessert, damit die kleinen Glasindikatoren (s. o. S. 707) von 4 mm Kantenlänge hindurchwandern können und nicht auf umständliche Weise herausgehoben werden müssen. Auch diese verbesserte Form des „Harada“ kann von Desaga bezogen werden.

¹⁾ N. J. B. B. 1. 1881. 457.

Durch den Haradaschen Trichter sind die von J. Thoulet¹⁾ und K. Oebbeke²⁾ vorgeschlagenen Konstruktionen weniger gebräuchlich geworden. Der Thouletsche Apparat ist in Fig. 650 abgebildet. In die Röhre *A* gießt man nach Schließung der Hähne *C* und *D* etwa 60 ccm der Lösung und schüttet darauf 1—2 g des zu trennenden Pulvers von oben her langsam nach. Man verschließt die Röhre mit dem Stopfen *E*

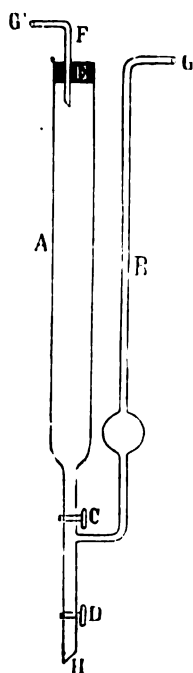


Fig. 650.

Thouletscher Trennungsapparat.

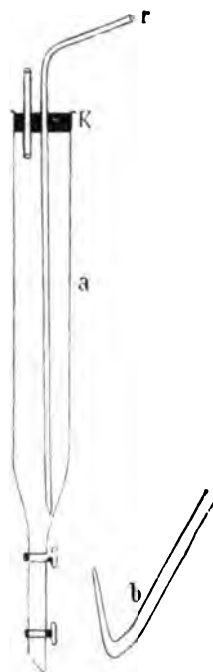


Fig. 651.

Oebbekescher Trennungsapparat.

und verbindet das Innere durch einen bei *G'* aufgeschobenen Kautschuk-schlauch mit einer Luftpumpe, um die Gasatmosphäre von den Pulver-körnern zu entfernen. War das Pulver kurz vorher gut ausgekocht, so ist diese Operation nicht nötig. Um eine gründliche Mischung des Pulvers mit der Lösung zu bewerkstelligen, bläst man bei *G* durch die Röhre *B* und bei geöffnetem Hahn *C* einen Luftstrom durch die Flüssigkeit in *A*. Bei einiger Aufmerksamkeit gelingt es leicht, jedes Abfließen der Lösung durch den geöffneten Hahn *C* zu vermeiden. Es fällt nun, nachdem man den Hahn *C* wieder geschlossen hat, alles Pulver, das schwerer ist als die Lösung, nieder und setzt sich im unteren Teil der Röhre *A* ab. Man

¹⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 2. 1879. 18—22.

²⁾ N. J. B. B. 1. 1881. 456.

öffnet den Hahn *C* und läßt das Pulver rasch in den Raum zwischen *C* und *D* fallen. Dabei steigt ein Teil der Lösung natürlich in die Röhre *B*, die eine kugelförmige Erweiterung trägt. Ist das Pulver durchgelaufen, so schließt man den Hahn *C*, taucht den Apparat mit dem Ende *H* in ein mit Wasser gefülltes Gefäß, öffnet den Hahn *D* und läßt so das Pulver in das untergesetzte Gefäß ablaufen. Um den Raum zwischen den beiden Hähnen und die Röhre *B* rein zu spülen, hebt man das Wasser durch Saugen bei *G* so hoch und so oft, als nötig scheint. Die in dem Sammelgefäß, worin das abgeschiedene Pulver aufgefangen wurde, befindliche verdünnte Lösung wird abgegossen, das Pulver mehrere Male mit Wasser gut ausgewaschen und auch dieses Waschwasser mit der abgegossenen Lösung vereinigt, damit dieselbe filtriert und eingedampft wieder mit der konzentrierten Lösung vereinigt werden kann; der hohe Preis der Lösungen nötigt eben zur Vermeidung jeden Verlustes. Es wird nun in die Röhre *A* tropfenweise wieder so viel Wasser zugefügt und durch einen Luftstrom in angegebener Weise mit der Lösung und dem Pulver gemischt, wie nötig erscheint, um eine zweite Ausfällung des nächst schwereren Pulvers zu erzielen; das ausfallende Pulver wird ebenso abgelassen wie vorher und in dieser Weise die Operation fortgesetzt, bis die gesamte Pulvermenge in eine Anzahl Portionen von verschiedener Dichte getrennt ist.

Der Thouletsche Apparat hat manche Unbequemlichkeiten. Abgesehen von seiner Zerbrechlichkeit verstopft sich sehr leicht der enge Raum über dem Hahn *C*. Ferner gelingt es nicht, die beim Absetzen des ausfallenden Pulvers auf dem tellerartigen Teil der Röhre über *C* sich sammelnden Körner ablaufen zu lassen; sie mischen sich also stets mit den später ausfallenden leichteren Pulvern.

Oebbecke verringerte die Zerbrechlichkeit des Thouletschen Apparats in der durch Fig. 651 angegebenen Weise. Die Mischung von Pulver und Lösung geschieht durch einen Luftstrom, der durch die bis auf den Boden reichende dünne, durch den Kork *K* gehende Röhre eingeblasen wird. Der Raum zwischen den beiden Hähnen wird vermittelt einer kapillar ausgezogenen, umgebogenen Glasröhre *b* durch einen feinen Wasserstrahl ausgespült.

190. Trennungsapparate mit Wiederholung. Dem Haradaschen Trennungsapparat haftet, wie allen, zumal den engeren und röhrenförmigen Apparaten, der Übelstand an, daß das niederfallende Pulver einen gewissen Teil des schwebenden Pulvers mechanisch mit fortreißt, und umgekehrt das leichtere Pulver einen Teil des schwereren mechanisch emporhebt. Auch bleibt in dem Raum zwischen Flüssigkeit und Glasstopfen infolge des Schüttelns an den Gefäßwänden ein gemengtes Pulver hängen, dessen schwerere Teile alle späteren, leichteren Fällungen verunreinigen. Besonders störend machen sich diese Nachteile bei der Trennung sehr feinkörniger Pulver bemerkbar, sodaß hier die oben beschriebenen Apparate

vollständig versagen können. Diesem Übelstand suchte W. C. Brögger¹⁾ durch eine glückliche Abänderung des Haradaschen Apparats abzu-
helfen. Er brachte, wie Fig. 652 zeigt, in der Mitte des Trichters einen
zweiten Hahn an, dessen Durchbohrung dasselbe Lumen hat, wie der
Apparat selbst. Fig. 652 zeigt den Apparat nach der ersten Ausfällung
des schwereren Pulvers s_1 bei geöffnetem mittleren Hahn A . Das über
dem unteren Hahn B liegende Pulver s_1 ist durch einen Teil des leichteren
Pulvers s_2' , das oben schwimmende leichtere Pulver s_2 durch einen Teil des

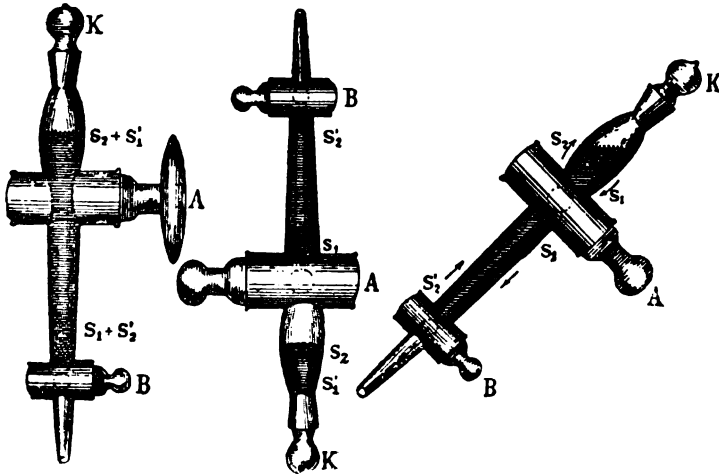


Fig. 652.

Fig. 653.

Fig. 654.

Bröggerscher Trennungsapparat.

schwereren s_1' verunreinigt. Schließt man dann den Hahn A , schüttelt kräftig
und kehrt den Apparat um, so wird nach einiger Zeit eine Sonderung der in
den beiden Teilräumen vorhandenen Pulver sich vollziehen, wie dies Figur
653 darstellt. Bringt man nun den Apparat langsam in die Stellung wie
in Fig. 654, so werden die in jedem Teilraum des Apparats befindlichen
schwereren Pulver s_1 und s_1' , sowie die leichteren s_2 und s_2' die durch
die Pfeile angedeutete Bewegung vollziehen, ohne sich zu mischen. Ist
diese Bewegung so weit vollendet, daß sich s_2' unmittelbar unter, s_1'
unmittelbar über dem Hahn A befindet, so öffnet man diesen vorsichtig, und
das Pulver s_2' gleitet an der oberen Wand des Apparats in dessen oberen
Teilraum, während s_1' ebenso entlang der unteren Wand in den unteren
Teilraum wandert. Hierauf schließt man den Hahn A und wiederholt
beliebig oft die ganze Operation von vorne.

In kleinerem Format und mit einigen aus Fig. 655 ersichtlichen
Modifikationen hat H. Laspeyres²⁾ das Bröggersche Prinzip an einem

¹⁾ G. F. i. Stockh. Förhdl. 7. 1884. 417.

²⁾ Z. X. 27. 1896. 44–45.

Apparat zur Anwendung gebracht, der für etwa 12 ccm Flüssigkeit berechnet ist; er kann von der Firma Müller, Geißlers Nachfolger, in Bonn bezogen werden.

Ebenfalls nach dem Bröggerschen Prinzip ist der in Fig. 656 a abgebildete kleine Trennungsapparat von Alb. Hauenschild¹⁾ konstruiert worden. An Stelle des mittleren durchbohrten Hahns bei Brögger ist hier der Konus mit zweiseitiger Fräsung getreten (Fig. 656 b). Oben und unten wird das 15 mm im Lichten messende Mittelstück durch kleine



Fig. 655.

Laspeyresscher Trennungsapparat.

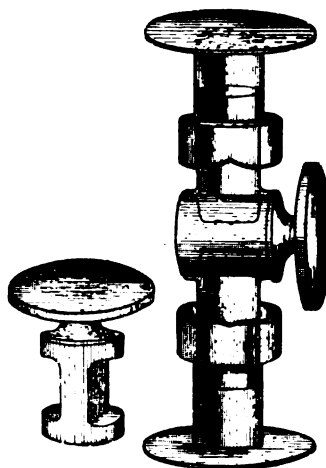


Fig. 656 b.

Fig. 656 a.

Hauenschildscher Trennungsapparat.

aufgeschliffene Gefäße abgeschlossen, die mit Rinnen zur Aufnahme von etwa austretenden Tropfen der Trennungsflüssigkeit versehen sind und dem Apparat zugleich als Fuß dienen. E. Kaiser hat den Bröggerschen Mittelhahn bei seiner von der Glasbläserei H. Kohe & Co., Berlin, hergestellten und im ganzen sich an Hauenschild anlehnenen Konstruktion wieder eingeführt und auch die Hauenschildschen Verschlußgefäße wenigstens an einer Seite übernommen²⁾. Der ganze sehr schlank gebaute Trennungsapparat hat einen Inhalt von 17 ccm. Wieder eine etwas andere Form wählte F. Stöber, der den Mittelhahn dadurch vermied, daß er die beiden Teilräume in zwei großen aufeinander geschliffenen ringförmigen Platten zusammenstoßen ließ und durch Verschiebung auf diesen Platten bald Verbindung bald Trennung bewirkte³⁾.

Auch ist der Bröggersche Gedanke der Repetitionstrennung in einer von den obigen Konstruktionen etwas abweichenden Form, durch

¹⁾ Zeitschr. f. Baumaterialienkunde. März 1898.

²⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1906. 475—477.

³⁾ Z. X. 54. 1914. 286—287.

den in Figuren 657 und 658 abgebildeten Wülfingschen Apparat schon 1890 zur Ausführung gelangt ¹⁾. Hier ist nicht nur der große, sehr zerbrechliche und bei den leichter beweglichen Flüssigkeiten kaum dicht zu haltende Mittelhahn vermieden, sondern auch die der Trennung hinderliche Einschnürung ist umgangen.

Ein elliptisch geformter, hohler Glasring (Figuren 657 und 658) ist an den Enden des größeren Durchmessers mit Hähnen *A* und *B* versehen, die eine Verbindung oder Trennung der beiden Hälften gestatten; ihre seitlichen Ausfräsungen haben genau die Weite der anschließenden Rohrstücke. Zwei Öffnungen mit Glasstopfen dienen zum Ein- und Aus-

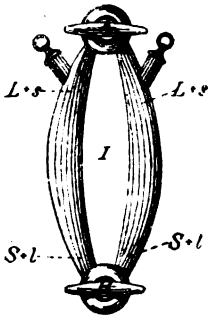


Fig. 657.

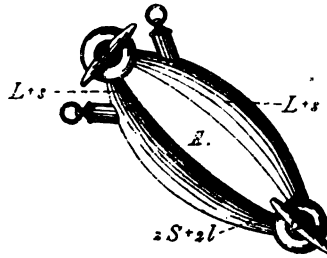


Fig. 658.

Wülfingscher Trennungsapparat.

gießen der Trennungsflüssigkeit und des zu trennenden Pulvers. Man füllt den Apparat mit etwa 30 ccm Trennungsflüssigkeit zu $\frac{3}{4}$, gibt das Pulver in beide Schenkel, schüttelt und stellt die Flüssigkeit durch Öffnen der Hähne in beiden Hälften gleich hoch. Alsdann schließt man die Hähne und läßt bei der in Fig. 657 gezeichneten Stellung die erste Sonderung sich vollziehen. Das leichte Pulver geht mit wenig schwerem ($L + s$) in beiden Schenkeln nach oben, das schwere mit etwas leichtem ($S + l$) nach unten. Öffnet man nun den Hahn *B* und bringt den Apparat in eine geneigte Stellung (Fig. 658), so vereinigt sich das Pulver $S + l$ des rechten Schenkels mit dem des linken, was man noch dadurch beschleunigt, daß man in dieser Stellung auch den Hahn *A* öffnet und unter Benutzung der Druckdifferenz die schwere Portion von rechts nach links wandern läßt. Ist auf diese Weise die Flüssigkeit im linken Schenkel bis zum Hahn *A* gestiegen, so schließt man den Hahn *B* und schüttet durch passende Neigung den Überschuß mit dem oben darin schwimmenden Pulver $L + s$ in den rechten Schenkel hinüber. Sollte nicht alles Pulver $L + s$ in den rechten Schenkel gewandert sein, so schiebt man die Flüssigkeit noch einmal durch den wieder geöffneten Hahn *B* in

¹⁾ N. J. B. B. 7. 1890. 164.

den linken Schenkel bis zum Hahn *A* vor, schließt *B* und gießt noch einmal über. Wird dann auch *A* wieder geschlossen und der Apparat gut geschüttelt, so kann die Trennung beliebig oft wiederholt werden. Auch dieser Repetitions-Trennungsapparat wird von C. Desaga, Heidelberg, vertrieben.



Fig. 659.

Dillerscher Trennungsapparat.



Fig. 660.

Clericischer Trennungsapparat.

Auf wieder einem etwas andern Wege suchte W. J. Smeeth¹⁾ die Repetitionstrennung zu ermöglichen; sein Apparat wurde durch J. S. Diller²⁾ in die durch Fig. 659 angegebene handliche Form gebracht. Der wie ein Standgläschen gebildete Fuß trägt oben eingeschliffen ein birnförmiges Gefäß, das unten und oben durch den inneren und äußeren Stopfen abgeschlossen werden kann. Vor der ersten Trennung ist der Innenstopfen zu entfernen und erst nach vollzogener Separation einzustecken. Einiges Schütteln des ganzen Apparats leitet die zweite Trennung ein, nach der die schweren und leichten Bruchteile durch Lüftung des inneren Stopfens und durch passende Neigung des ganzen Gefäßes aneinander vorbeigeführt werden.

Eine mit den einfachsten Mitteln erreichte Form eines Trennungsapparates hat J. W. Evans schon 1891³⁾ der Smeethschen Idee gegeben. Die Schiffe sind durch Korke und Gummischläuche ersetzt und der innere lange Stopfen ist hohl und hat unten eine feine Öffnung, damit man hindurchblasen und die Flüssigkeit mit den Körnern durch-

¹⁾ Proc. Roy. Soc. Dublin. Mai 1888. 58; s. auch W. J. Sollas, Q. J. G. S. 58. 1902. 166.

²⁾ „Science“ 3. 1896. 857--858.

³⁾ Geol. Magaz. 8. 1891. 67--70.

mischen kann. Weitere Abänderungen und auch manche technische Vereinfachungen haben E. Clerici¹⁾, H. Hartley²⁾, O. Luedecke (beschrieben von O. Dreibrodt³⁾) und O. Riedel⁴⁾) angegeben. Unter allen diesen zeichnet sich aber durch seine Einfachheit und Zweckmäßigkeit der in Fig. 660 abgebildete kleine Apparat von E. Clerici aus, der im Prinzip mit den Konstruktionen in den Figuren 659 und 661 übereinstimmt, aber wie bei Evans alle Glasschliffe vermeidet und den Stand der Flüssigkeit im oberen Rohr *a* und im unteren Röhrchen *b* durch die Korke *c* und *d*, die mit der Flüssigkeit in keine Berührung kommen, reguliert. Man füllt den bei *c* geöffneten und bei *d* geschlossenen Apparat mit Flüssigkeit und Pulver, läßt einiges von der Lösung durch passende Bewegung am Kork *d* in das Röhrchen *b* eintreten, und schließt dann auch oben bei *c*. Nach vollendeter Trennung liegen die schweren Teile in *b*, die leichten in *a*. Nun hebt man das Rohr *a* bei geschlossenem Kork *c* und gelockertem Kork *d* aus dem Rohr *c* heraus und nimmt die weitere Entleerung von *a* und *b* in üblicher Weise vor. — Konstruktionen von Appiani und D. Orzi sind mir nur in Zitaten bekannt geworden.

191. Trennungsapparate für schwere Schmelzen. Bei der Trennung von Mineralien von höherer Dichte als sie die schwersten bei gewöhnlicher Temperatur flüssigen Lösungen haben, muß man Schmelzen anwenden, von denen besonders das Thallium-Merkuro-Nitrat S. 695 hervorgehoben wurde. Um die hier schon etwas schwierigere Trennung zu erleichtern, hat Penfield einen in der Konstruktionsidee dem Dillerschen Gefäß nahekommenden, sinnreichen kleinen Apparat konstruiert, der in Fig. 661 in $\frac{1}{6}$ der wirklichen Größe abgebildet ist⁵⁾. Die mittlere Röhre *b* von ungefähr 20 cm Länge und 2,2 cm lichter Weite ist unten verengt und mit der gut aufgeschliffenen Kappe *c* und dem hohlen Stopfen *a* versehen. Das Ganze steckt in einem großen Reagenzglas, das in einem mit Wasser gefüllten Becherglas erhitzt wird. Zu einer Scheidung zieht man den langen Stopfen *a* heraus und füllt *c* und *b* mit dem vorher geschmolzenen und mit Wasser passend verdünnten Doppelsalz etwa bis zur Hälfte, fügt das Mineralpulver hinzu und mischt gut durch Einblasen von Luft mittelst des hohlen Stopfens. Ist die Scheidung beendet, so schließt man durch den Stopfen *a* den schweren

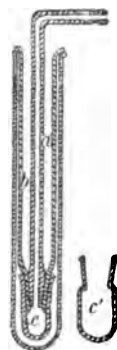


Fig. 661.
Penfieldscher
Trennungsapparat.

¹⁾ R. Accad. Lincei. 13. 1904. 637—639; 14. 1905. 585—586; Ref. Z. X. 42. 1907. 53—54.

²⁾ Min. Magaz. 14. 1905. 69—71.

³⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1911. 425—426.

⁴⁾ Z. X. 50. 1912. 141—143.

⁵⁾ Z. X. 26, 1896. 135—136; Amer. Journ. 50. 1895. 446—448; s. auch Kreider und Penfield, Amer. Journ. 48. 1894. 143.

Teil von dem leichten ab, entfernt die Kappe *c*, befreit sie von dem Inhalt und setzt sie nach sorgfältiger Reinigung wieder auf, um nach weiterer Verdünnung der Schmelze eine zweite Portion zu trennen. Ein etwas größeres Gefäß *c'* findet bei reichlicherer Menge des schwereren Teils Verwendung.

192. Grenzen der Anwendbarkeit der Trennungsmethoden durch schwere Lösungen und Schmelzen. Das vollständige Gelingen einer mechanischen Sonderung nach der Dichte und zumal die quantitativ genaue Sonderung eines Gemenges wird durch folgende Umstände gehindert: 1. durch die Unmöglichkeit, ein Pulver herzustellen, das aus lauter einheitlichen Körnern besteht; 2. durch die Schwankungen in der Dichte der Gemengteile, die durch Interpositionen der verschiedensten Art bedingt werden und 3. durch die Änderungen der Dichte, welche die Mineralien durch Verwitterung, Zersetzung und Umwandlung erfahren. Man muß sich mit einer möglichst großen Annäherung an die homogene Reinheit der ausgeschiedenen Pulver begnügen, und sich daran gewöhnen, daß man bei jeder Trennung außer den annähernd reinen Portionen auch Zwischenprodukte in größerer oder geringerer Menge, d. h. Gemenge mehrerer verwachsener Mineralien, nebst mehr oder weniger veränderten Körnchen erhält, die unverwendbar sind. Wie weit die Annäherung an absolute Reinheit der Pulver getrieben werden kann, hängt in erster Linie von der Natur des zu trennenden Materials, dann aber auch in hohem Grade von der Übung und der Geschicklichkeit des Arbeiters und seiner Geduld ab.

Blättrige Mineralien, wie Glimmer, schweben, wie schon auf S. 701-702 erwähnt, in einer Lösung oft viel länger, als sie nach ihrer Dichte sollten, und verunreinigen daher alle später als sie ausfallenden Portionen. Man entfernt sie entweder vor der Trennung oder nachher dadurch, daß man das Pulver über Papier viele Male hingleiten läßt, wobei die blättrigen Mineralien am Papier hängen bleiben, oder dadurch, daß man das Pulver aus einiger Höhe und in kleinen Portionen, wie Linck¹⁾ vorschlug, auf die schwach angehauchte Wandung eines Trichters fallen läßt. Die Glimmerblättchen haften an der Wandung, während die Körnchen der andern Mineralien in ein untergestelltes Gefäß abrollen.

Trotz dieser Mängel, die eigentlich nur bei übertriebenen Forderungen auftreten, haben die Trennungen durch schwere Lösungen vor andern Methoden ganz gewaltige Vorzüge, an denen auch die der Mineralogie weniger nahestehenden Mineralanalytiker nicht achtlos vorübergehen sollten. — Wie diese Trennungsmethoden bei geologischen und agronomischen Kartierungen Verwendung gefunden haben, ist aus den Arbeiten holländischer Mineralogen sowie A. Sauer's zu ersehen²⁾.

¹⁾ Inaug.-Dissert. Straßburg i. E. 1884. 41.

²⁾ J. W. Retgers, N. J. 1895. I. 16—74; J. L. C. Schroeder van der Kolk N. J. 1895. I. 272—276; Z. D. G. G. 48. 1896. 773—807; ferner A. Sauer, Erläuterungen zu Blatt Schwetzingen-Altlußheim d. geol. Spezialk. d. Großh. Baden. 1896.

193. Trennung durch den Magneten. Alle Mineralien, die in einem Stahlmörser zerkleinert werden, sind vor der Trennungsanalyse durch schwere Lösungen von den kleinen, nur zu leicht hineingelangenden Eisenfitterchen zu befreien; es genügt hierzu ein schwacher Magnetstab. Zur Trennung stark magnetischer von weniger stark magnetischen Mineralien wählt man zunächst einen stärkeren stab- oder hufeisenförmigen Magneten. Solche Versuche wurden schon im 18. Jahrhundert und zu Anfang des 19. Jahrhunderts ¹⁾ von H. B. de Saussure ²⁾, Fleuriau de Bellevue ³⁾ und P. L. A. Cordier ⁴⁾ angestellt. Weitere Fortschritte sind dem Ersatz des einfachen Magneten durch den Elektromagneten zu verdanken. Seine Einführung geschah durch M. Faraday ⁵⁾ und J. Plücker ⁶⁾, insbesondere auf unserem Gebiet aber durch A. Delesse ⁷⁾ und in teilweiser Wiederholung der ausgedehnten Delesseschen Untersuchungen durch F. Fouqué ⁸⁾. Ferner haben sich G. Untchj ⁹⁾, ein Schüler von L. Pebal ¹⁰⁾, alsdann aber eingehender C. Doelter ¹¹⁾ und in der neueren Zeit, soweit mir die Literatur bekannt wurde, L. Vérain und Chevallier ¹²⁾ mit der magnetischen Trennung der Mineralien befaßt ¹³⁾.

Von welchen Faktoren die größere oder geringere Anziehbarkeit durch einen Elektromagneten abhängt, ist immer noch nicht mit Sicherheit festgestellt. Die Anziehung geschieht jedenfalls nicht proportional dem Eisengehalt, trotz der zuweilen auftauchenden gegenteiligen Behauptung, denn manche eisenreiche Mineralien (Biotit) werden weniger stark angezogen, als weit eisenärmere. So kann man auch oft die Anziehbarkeit eines Minerals durch Glühen erhöhen, wodurch ja der Eisengehalt nicht geändert, sondern nur in andere Form übergeführt wird. —

¹⁾ Eine historische Studie auf diesem Gebiet verdanken wir T. Crook, *Science Progress*, Nr. 5, Juli 1907. 21 Seiten.

²⁾ *Voyages dans les Alpes*, Bd. I. 1779. 56; und an andern Stellen.

³⁾ *Journ. Phys.* 51. 1800. 448, 459. 460.

⁴⁾ *Journ. Mines*, 21. 1807. 249—260; 23. 1808. 55—74.

⁵⁾ *Experimental Researches in Electricity*, London 1855.

⁶⁾ *Pogg. Ann.* 150. 1848. 321—379.

⁷⁾ *Ann. Mines.* 14. 1848. 429—486; Auszug in *Ann. Chim. Phys.* 26. 1849. 148—157.

⁸⁾ *C. R.* 75. 1872. 1089—1091; s. ferner *Mém. Savants* 22. 1876. Nr. 11; *Santorin et ses éruptions*, Paris 1879. 194; ferner F. Fouqué und A. Michel-Lévy *Minéralogie micrographique*, Paris 1879. 115—116.

⁹⁾ *Naturw. Ver. f. Steiermark*, 1872. 53.

¹⁰⁾ *L. Pebal*, *S. W. A.* 85. 1881. 147—148; 86. 1883. 192—194.

¹¹⁾ *S. W. A.* 85. 1881. 47—71; 442—449; *Ref. N. J.* 1882. II. 252; s. auch Doelter, *Die Vulkane der Capverden*. 1882. 72.

¹²⁾ *Bull. Inst. Océanogr.* Nr. 255. 15. Januar 1913. 22 Seiten; s. auch *C. R.* 146. 1908. 487.

¹³⁾ Unter den neueren Arbeiten möge noch auf eine mir direkt nicht bekannt gewordene von Korda, *La séparation électromagnétique et électrostatique des minéraux*, Paris 1905, erwähnt werden. Hier soll u. a. auf einen Forscher Brugman, Leyden, hingewiesen werden, der schon 1778 das magnetische Verhalten von eisen- und kobalthaltigen Mineralien erkannt habe.

Schon Plücker und Faraday stellten Versuche über die Anziehbarkeit im Vergleich zum Eisen an; Delesse hat diese Skala weiter ausgebaut, worin ihm später Doelter und V^érain-Chevallier folgten. Alle diese Versuche leisten nicht wenig, wenn sie sich auf eine qualitative Trennung der Mineralien beschränken, befinden sich aber noch durchaus im Anfangsstadium der Entwicklung, wenn sie eine quantitative Trennung zu erreichen oder gar eine Bestimmung des Eisengehalts nach Prozenten durch den Elektromagneten durchzuführen behaupten. Um ein Bild von dem Stadium unserer Kenntnis auf diesem Gebiet zu geben, seien einige Mineralreihen nach abnehmender Magnetisierbarkeit mitgeteilt.

Folgende Skala kann man etwa aus den vielen Delesseschen Untersuchungen bilden:

Magnetit, De Corte, Corsica	Piemontit, St. Marcel
Titaneisen, Kaiserstuhl	Pleonast, Monzoni
Magnetkies, Fundort?	Staurolith, St. Gotthard
Eisenglanz, Vesuv	Chrom Eisenstein, Miask
Eisenglanz, Elba	Epidot, Dauphiné
Franklinit, U. S. A.	Hornblende, Vesuv
Sphärosiderit, Steinheim	Eisenkies, Fundort?
Olivin aus Pallasit, Krasnojarsk	Sahlit, Baikalsee
Braunroter Granat, Markkirch, Els.	Fassait, Fassatal
Hypersthen, Labrador	Biotit, Vesuv
Lievrit, Elba	Vesuvian, Vesuv
Augit, Ätna	Turmalin dunkel, Fundort?

Eine andere Reihenfolge stellte C. Doelter auf. Hier stehen diejenigen Mineralien, die in ihrer Anziehung wenig unterschieden sind, in einer Horizontalreihe:

Magnetit
 Hämatit, Ilmenit
 Chromit, Siderit, Almandin
 Lievrit, Hedenbergit, Ankerit, Limonit
 Augit mit 15—20% Fe₂O₃, Pleonast, Arfvedsonit
 Hornblende, lichte Augite, Epidot, Pyrop
 Turmalin, Bronzit, Idokras
 Staurolith, Aktinolith
 Olivin, Pyrit, Kupferkies
 Vivianit, Eisenvitriol
 Fahlerz, Bornit, Zinkblende, Biotit, Chlorit, Rutil
 Hauyn, Diopsid, Muskovit
 Nephelin, Leucit, Dolomit.

Wieder eine andere Skala gaben V é r a i n und C h e v a l l i e r :

Magnetit	Malakolith	Uwarowit
Hämatit	Axinit	Augit
Ilmenit	Chloritoid	Pleonast
Siderit	Staurolith	Smaragdit
Lievrit	Epidot	Diallag
Almandin	Glaukophan	Cordierit
Grossular	Hypersthen	Turmalin, grün
Melanit	gem. Hornblende	Tremolit
Spinell	Meroxen	Idokras
Chlorit	Pyrop	Diopsid
Glaukonit	Olivin	Enstatit
Hornblende, eisenreich	Amphibol	Asbest
Biotit	Turmalin, schwarz	Muskovit
Serpentin	Bronzit	Pyrit.
Chromit		

Der Mangel der Fundortsangaben in den beiden Skalen von Doelter und V é r a i n - C h e v a l l i e r zeigt schon deren qualitativen Charakter. Es darf also nicht wundernehmen, wenn manche Mineralien an ganz verschiedenen Stellen in den Reihen dieser drei Autoren Platz gefunden haben. Bis jetzt kann man etwa der folgenden Reihe eine gewisse Geltung zuschreiben: Metallisches Eisen, Nickeleisen, Schreibersit, Cohenit, Magnetit, Magnetkies, Eisenglanz, Ilmenit, Chromit, Eisenspat, Lievrit. Von hier ab schon wird die Reihe sehr unsicher, und nur vermutungsweise kann man sagen, daß bei etwa gleichem Eisengehalt die Granate stärker angezogen werden, als die Pyroxene und Amphibole, und diese wieder stärker als die Glimmer und Chlorite. Auffallend bleibt vorläufig immer noch die geringe Anziehbarkeit des Pyrits. Man wird sich also in dem jetzigen Stadium auf das qualitative Trennen der Mineralien mit dem Magneten beschränken müssen, trotzdem aber oft viel größere Erfolge erzielen, als man nach jenen schwankenden Reihen erwarten sollte. Besonders in den Fällen, wo zwei Mineralien in der Dichte nahe beieinander liegen und eine Trennung durch schwere Lösungen nicht mehr möglich machen, führt die Geschicklichkeit des Experimentators manchmal zu überraschenden Erfolgen. Man beginnt mit einfachen Stab- oder Hufeisenmagneten und geht dann über zum Elektromagneten in den verschiedensten Abstufungen seiner Feldstärke. Oft wendet man den Elektromagneten erfolgreich an, um einschlußreiche Individuen von einschlußfreien zu trennen, wenn das Mineral an sich eisenfrei ist. So gelingt es leicht, die einschlußreichen Leucite im Leucitit von Capo di Bove von andern zu isolieren und auf diese Weise ganz reines Material herzustellen. Auch die bräunlich getrüben Plagioklase der Gabbrogesteine lassen sich magnetisch von den farblosen recht vollkommen sondern.

Man hat früher das magnetische Moment des Elektromagneten durch Vermehrung oder Verminderung der Elemente der galvanischen Batterie zu ändern versucht, gelangt aber viel wirkungsvoller zum Ziel, wenn man nach dem Vorschlag von H. Rosenbusch¹⁾ einen hufeisenförmigen Elektromagneten mit beweglichen Polschuhen aus weichem Eisen versieht, wie dies Fig. 662 zeigt. Diese Pole wenden ihre keilförmigen Ansätze einander zu; die magnetische Wirkung wächst überaus rasch, je mehr man die Keile einander nähert und nimmt ebenso rasch ab, wenn man sie voneinander entfernt. Nachdem man sie in geeigneter Entfernung festgeschraubt hat, schaltet man den Strom ein und nähert das zu trennende Pulver, auf einem Papierstück ausgebreitet, den Schneiden der keilförmigen Ansätze oder läßt nach Bedürfnis diese Pole in das Pulver eintauchen. Ist genügend Material ausgezogen, so zieht man das Papier mit dem Pulver zurück und läßt die vom Magnet angezogenen Körner durch Öffnen des Stroms auf ein anderes Stück Papier fallen. In derselben Weise fährt man fort, bis bei diesem magnetischen Moment nichts mehr ausgezogen wird, und verstärkt nun die Kraft durch weitere Näherung der Polschuhe. Das rasch zu wiederholende Öffnen und Schließen des Stroms bewirkt man dadurch, daß man in den einen Schließungsdraht eine kleine Quecksilberwanne einschaltet, in die man mit der rechten Hand das Drahtende eintaucht und heraushebt, während man mit der linken Hand das Pulver den Polen nähert oder von ihnen entfernt. Zuweilen ist es bequem, beide Hände frei zu haben, wobei sich dann dieses Öffnen und Schließen mittelst einer federnden Einrichtung durch den Fuß ausführen läßt. Der Elektromagnet wird passend an einem festen, galgenförmigen Stativ, wie es nach H. Rosenbuschs Angaben von Mechaniker P. Stoß Nachfolger, Heidelberg, in einer Höhe von etwa 50 cm ausgeführt wird, aufgehängt. Die Stromerzeugung geschah früher durch ein kräftiges Chromsäure-Element, wird aber jetzt besser durch den Strom der elektrischen Zentralen nach Einschaltung passender Widerstände ersetzt.

Man hat Anstoß genommen an der Form und der Art der Anbringung der Rosenbuschschen Polschuhe, die infolge ihrer scharfen Ecken und rechtwinkligen Aufschraubung die Kräfte des Magneten zerstreuen und nicht an die Enden führen, wo sie eigentlich gebraucht werden. Dies brachte mich 1906, während meiner Tätigkeit an der Technischen Hochschule Danzig, auf den Gedanken, die Fachkenntnis meiner Kollegen zu einer verbesserten Konstruktion zu erbitten. Das auf diese Weise durch die Beihilfe des Herrn Dipl.-Ing. und Elektrotechnikers Ortwin Somborn konstruierte und von dem Mechaniker am Elektrotechnischen Institut der genannten Hochschule hergestellte Instrument ist in Fig. 663 abgebildet: es wird auch jetzt noch dort angefertigt und ist hier zum erstenmal beschrieben.

Von den wichtigen Polschuhen ist der linke zu verschieben, wie Fig. 663 erkennen läßt, kann aber außerdem auch noch herausgedreht

¹⁾ N. J. 1882. II. 252; ferner diese Physiogr. 2. Aufl. Bd. 1. 1885. 222.



Fig. 662.

Elektromagnet nach H. Rosenbusch
von P. Stoß, Heidelberg.



Fig. 663.

Elektromagnet nach Somborn und Wälfing,
hergestellt 1906 im Elektrotechnischen Institut
der Technischen Hochschule Danzig.

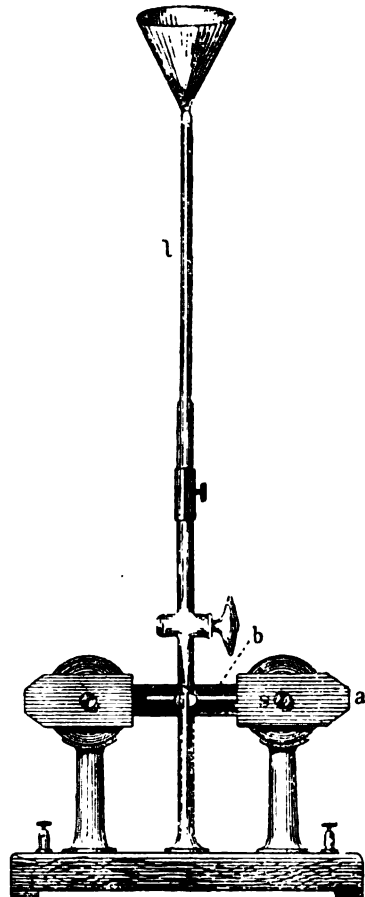


Fig. 664.

Apparat für
elektromagnetische Trennung in Wasser
nach P. Mann.

werden, wodurch sein Abstand von dem andern Pol so groß wird, daß der Magnet tatsächlich nur mit einem Pol arbeitet. Der Leitungsstrom geht zuerst durch zwei elektrische Lampen und dann noch durch einen kleinen Rheostaten. Die Lampen sind für gewöhnlich in einem kleinen

Gehäuse eingeschlossen, wie es in Fig. 663 nach hinten gestellt ist. Durch die Ausnützung des Rheostaten und die starke Änderung des Abstands der Pole, wird die Feldstärke außerordentlich variiert. Der Träger des Magneten besteht aus einem kräftigen Eisenstab, der so von dem Grundbrett aus in die Höhe steigt, daß er den Experimentator bei seinen Manipulationen nirgend hindert. Der ganze Elektromagnet hat mit dem Grundbrett eine Gesamthöhe von 44 cm. Die Pole des Magneten kann man nach unten richten, wie in Fig. 663, oder schräg oder horizontal stellen oder auch ganz nach oben drehen. Bei dieser letzten Lage streut man das Gemenge der Mineralien auf einen Papierbogen, der in einen Holzrahmen eingespannt ist, und bewegt das ganze über die Pole hinweg, wobei die magnetischen Körner über den Polen bleiben und abgeschieden werden können. Schon Heinrich Fischer in Freiburg i. Br. bediente sich vor 50 Jahren dieses Verfahrens, als er noch mit einem permanenten Magneten arbeitete. Die Ein- und Ausschaltung des Stroms geschieht durch den in Fig. 663 rechts sichtbaren Schalter. Ein Umkehrschalter, der durch Änderung der Pole die einmal angezogenen Körner von den Polen wieder abstoßen sollte, hat sich nicht bewährt; der zweite Schalter in Fig. 663 rechts trägt daher keine Handhabe mehr. Man muß auch hier, wie sonst üblich, die Körner, die nach Unterbrechung des Stroms nicht unmittelbar in eine Schale fallen, mit einem kleinen Pinsel abstreifen.

Andere Elektromagnete sind von L. V é r a i n und A. C h e v a l l i e r (s. S. 719) konstruiert worden. Die Pole haben eigenartige Formen und bestehen einerseits aus einem stumpfen Kegel, andererseits aus einer Platte von 4 cm Durchmesser. Auch haben die Verfasser einen in eine feine Spitze auslaufenden stabförmigen Elektromagneten gebaut, mit dem sie unter dem Mikroskop einzelne magnetische Körner aus einem Haufen herausholen. Die Autoren haben eine bemerkenswert einfache Proportion zwischen dem Abstand der Pole und jener Stromstärke aufgestellt, die ein bestimmtes Mineral noch anzuziehen ermöglicht. Sie arbeiten im allgemeinen mit einer Korngröße, wie das auch sonst üblich ist, von etwa $\frac{1}{5}$ bis $\frac{1}{10}$ mm. behaupten aber ferner, daß die Korngröße von geringem Einfluß bei der Trennung sei. Weitere von den Autoren aufgestellten Gesetzmäßigkeiten zwischen Eisengehalt und Anziehung bedürfen noch der Bestätigung. Eine Skala von 43 Mineralien ist S. 721 bereits mitgeteilt.

Die von Rosenbusch bei unsern Trennungen zuerst angewandten verstellbaren Polschuhe hat T. C r o o k¹⁾ auch an einem permanenten Hufeisenmagneten angebracht. Er konnte damit stark magnetische Mineralien, wie Magnetit, Magnetkies, Eisenglanz, von schwächer magnetischen, wie Granat, Amphibol, Pyroxen, von noch schwächeren, wie Monazit trennen. Der draußen im Felde arbeitende Geologe wird sich eines so einfachen verbesserten Werkzeugs gerne bedienen und erst bei sorgfältigeren Trennungen im Laboratorium dem Elektromagneten den Vorzug geben.

¹⁾ Geol. Magaz. 5. 1908. 560—561.

Während das auf S. 722 beschriebene Verfahren sich besonders dann empfiehlt, wenn es darauf ankommt, große Mengen anziehbarer Substanzen zu entfernen, um kleine Quantitäten nicht anziehbarer zurückzubehalten, wird man für den Fall, daß kleine Mengen anziehbarer Substanzen aus großen Mengen nicht magnetischer gewonnen werden sollen, nach dem Vorschlag von L. v. Pebal¹⁾ und P. Mann²⁾ die Trennung in Wasser ausführen. Ersterer hält das Gesteinspulver in lebhaft bewegtem Wasser in Bechergläsern in Suspension und senkt das eine Ende eines stabförmigen Elektromagneten in diese Bechergläser. Letzterer fand es praktischer, die Pole eines horizontal gelagerten hufeisenförmigen Elektromagneten (Fig. 664) mit den messerschneidenartigen Enden in 0,5 mm Entfernung vertikal und parallel zu stellen und dann das in Wasser aufgeschlämmte Pulver aus einer Art Bürette mit trichterförmiger Erweiterung am oberen Ende und einem Hahn am unteren Ende der Röhre aus der Entfernung von wenigen Millimetern darüber wegfließen zu lassen.

Das Büettenrohr ist 50 cm lang bei einem inneren Durchmesser von 6 mm, der sich gleich unterhalb des Trichters auf 4 mm verengt. Man arbeitet so, daß das Pulver in einem Becherglas im Wasser aufgerührt und dann bei geschlossenem Hahn auf einmal in den Trichter gegossen wird. Hierdurch wird die Luft in der Röhre *l* (Fig. 664) am Entweichen verhindert und bleibt, wenn nun der Hahn langsam geöffnet wird, in Form einer langgestreckten, fast das ganze Rohr füllenden Luftblase zurück, zwischen sich und der Rohrwand nur einen schmalen Durchgang für das Wasser und das Pulver lassend. Somit können sich die schweren Teile des Pulvers nicht rasch niedersetzen und die Hahndurchbohrung oder die Rohrmündung verstopfen. Infolge der Länge und Enge des Wegs und der daraus resultierenden großen Reibung, fließt das Pulver in gleichmäßiger Mischung mit dem Wasser in langsamem Strom an den Polen des Elektromagneten vorbei, wo nun die anziehbaren Teilchen haften bleiben. Nach vollendetem Versuch spritzt oder wischt man diese in ein Schälchen. In der beistehenden, dem Aufsätze von P. Mann entnommenen Fig. 664 sind *b* die messerschneidenähnlichen Enden der Pole des Elektromagneten, der von drei Messingsäulen getragen wird, von denen die dritte Säule zugleich als Träger für die Bürette dient. Man kann zu diesem Mannschen Verfahren auch den Somborn-Wülfingschen Elektromagneten der Fig. 663 verwenden, nachdem man ihm durch Drehung um die Achse der Spule die nötige horizontale Lage der Pole gegeben hat.

194. Trennung auf elektrostatischem Wege. Wie die Mineralien auf elektrostatischem Wege sich trennen lassen, ist bis jetzt erst vereinzelt

¹⁾ S. W. A. 85. 1882. 147; 86. 1882. 192—194.

²⁾ N. J. 1884. II. 182—185.

versucht worden¹⁾. Es sei hier auf zwei Arbeiten von T. Crook verwiesen²⁾, worin gezeigt wird, wie man Mineralien mit metallischem bis halbmetailischem Habitus von andern durch eine geriebene Siegellackstange trennen kann, wenn man das Gemisch auf eine Kupferplatte legt, von der die ersteren durch den Siegellack angezogen werden, wenn sie auch schwerer als die letzteren sind. So konnte Crook in einem bei der elektromagnetischen Behandlung übrig gebliebenen also nicht angezogenen Pulver von viel Zirkon und wenig Zinnstein den besser leitenden und daher elektrostatisch besser angezogenen Zinnstein konzentrieren. Umgekehrt ließ sich der elektrostatisch wenig angezogene Xenotim von Ilmenit und Wolframit trennen oder wenigstens anreichern, obgleich das ganze Pulver nur 1% Xenotim enthielt. Crook empfiehlt in einem solchen Fall, wo sehr viel Material angezogen werden muß, erst gegen Ende mit der Siegellackstange zu arbeiten und vorher zur Anziehung der großen Mengen von Ilmenit und Wolframit eine mit Schellack einseitig überzogene Kupferplatte anzuwenden. Die Schellackschicht wird den auf der andern nicht überzogenen Kupferplatte liegenden Körnern genähert und dann die obere Kupferplatte durch einen Elektrophor geladen.

195. Trennung auf chemischem Wege. Die chemischen Methoden, die zur Trennung der Gemengteile eines Gesteins dienen, sind so mannigfaltig und in den einzelnen Fällen so abwechselnd, daß sich ein allgemeines Schema für ihre Verwendung nicht geben läßt. Ein geübter Chemiker wird sie leicht selbst kombinieren, der Nichtgeübte würde sich ihrer kaum mit Erfolg bedienen können. — Abgesehen von der Abscheidung der Karbonate durch schwächere Säuren und der altbekannten Methode der Partial-Silikatanalyse, findet besonders die Flußsäure, zum Teil allein, zum Teil in Verbindung mit Salzsäure oder Schwefelsäure nach dem Vorgang Fouqués³⁾ eine weitreichende Verwendung. Bringt man in eine Platinschale reine konzentrierte Flußsäure und trägt dann allmählich das Pulver eines Gesteins ein, nicht zu schnell, um ein starkes Aufwallen zu vermeiden, aber schnell genug, um eine ausreichende Temperaturerhöhung zu bewirken, so werden die Gemengteile des Gesteins in einer bestimmten Reihenfolge angegriffen, zuerst die glasigen Basisteile, dann die Feldspäte und verwandte Mineralien, darauf der Quarz, zuletzt die magnesia- und eisenreichen Vertreter wie Pyroxene, Amphibole, Olivine usw. Unterbricht man dann den Vorgang im geeigneten Zeitpunkt dadurch, daß man rasch Wasser reichlich zuströmen läßt, so gelingt es bei einiger Übung in überraschender Weise, bestimmte Mineralien zu zerstören, andere unangegriffen zu behalten. Man kann auf diese Weise die Mikrolithe

¹⁾ In dem oben S. 719 Fußnote 13 angegebenen Werk von Korda dürften nach dem Titel manche Angaben zu finden sein.

²⁾ Min. Mag. 15. 1909. 260—264; 16. 1911. 109—111. Ref. Z. X. 48. 1911. 678; 53. 1914. 589.

³⁾ C. R. 75. 1872. 1090; C. R. 79. 1874. 869—872.

der Gläser, die Feldspäte der porphyrischen Grundmassen, die älteren basischeren Gemengteile in oft vollkommen erhaltener Kristallform isolieren. Während der Einwirkung der Flußsäure rührt man mit einem Platinspatel um und fährt damit fort während des Wasserzusatzes, um die Gelatineklümpchen zu zerteilen und so ihre Fortspülung durch das Wasser zu erleichtern. Sobald man es ohne Gefahr kann, bedient man sich des Fingers und reibt mit diesem das unangegriffene Kristallpulver gegen die Wand der Schale, um die Gelatinehaut fortzuspülen. Zuletzt gießt man das Wasser vollkommen ab, glüht das Kristallpulver vorsichtig und verwandelt dadurch die noch anhaftende Kieselgallerte in pulverige Kieselsäure, die nun leicht gänzlich abgewaschen werden kann. Bei richtiger Behandlung behalten zumal die Kriställchen der Magnesia- und Eisensilikate spiegelnde Flächen.

Wie man sich eines Gemenges von Flußsäure und Salz- oder Schwefelsäure zur Isolierung des Rutils aus Schiefem bedienen kann, haben A. Sauer¹⁾, A. Cossa²⁾ und A. Cathrein³⁾ gezeigt. Die gleiche Methode läßt auch Zirkon, Turmalin, Spinell, Andalusit, Disthen usw. von andern Silikaten trennen. — E. Cohen⁴⁾ benutzt bei solchen Isolierungen, um größere Mengen des Gesteinspulvers unter den günstigsten Bedingungen behandeln zu können, einen Bleitopf, der mit dem Deckel 10 cm hoch ist, einen Durchmesser von 16 cm im Lichten und 5 mm Wanddicke hat. Darin können auf drei treppenartig vorspringenden Gestellen von Blei vier flache Schüsseln von demselben Metall mit zunehmendem Durchmesser eingesetzt werden, deren kleinste und zu unterst stehende etwa 9 cm, deren oberste etwa 14 cm Durchmesser hat. Auf dem Boden dieser Schüsseln wird das mit Wasser und Salzsäure oder Schwefelsäure angefeuchtete Gesteinspulver ausgebreitet. Die untere Hälfte des Bleitopfes bleibt frei zur Aufnahme der zur Entwicklung der Flußsäure nötigen Menge von Flußspat und Schwefelsäure. Der Topfdeckel greift mit einem Falz über den Topfrand und kann so gearbeitet werden, daß ein Kittverschluß unnötig ist. Das zu dem ganzen Apparat verwendete Blei muß stark gehämmert werden, um widerstandsfähiger gegen Flußsäure zu sein. Die Reaktion verläuft rascher, wenn man den beschickten Topf an einen warmen Ort stellt. Eine kleine Bleidose zum Aufschluß mit Flußsäure bei mikrochemischen Reaktionen wird weiter unten in Paragraph 204 näher beschrieben werden.

J. Lemberg⁵⁾ verwandelt durch konzentrierte Natronlauge Feldspäte und ähnliche Mineralien in zeolithartige Verbindungen, die durch Salzsäure in Lösung gebracht werden können; er benutzte mit Erfolg

¹⁾ N. J. 1879. 571; 1880. I. 280; 1881. I. 228.

²⁾ N. J. 1880. I. 163.

³⁾ N. J. 1881. I. 172.

⁴⁾ Mitt. Naturw. Ver. Neuvorpommern usw. 20. 1888. 3 S.

⁵⁾ Z. D. G. G. 35. 1883. 560.

diese Methode zur Isolation des Augits in Phonolithen. E. Kayser¹⁾ brachte auf die gleiche Weise Mineralien wie Quarz, Korund, Anatas, Rutil, Zirkon und andere zur Abscheidung. E. A. Wülfing²⁾ ermittelte die Mineralnatur des bunten Mergels der Keuperformation dadurch, daß er die Trennung mit Salzsäure teils an dem ursprünglichen, teils an dem vorher auf 500° erhitzten Pulver ausführte.

196. Trennung durch Aussuchen. Wenn alle Trennungsmethoden, sowohl Schlämmanalysen, als auch Trennungen durch schwere Flüssigkeiten, sowie magnetische, elektrostatische und chemische Methoden versagen, so ist man schließlich genötigt, die einzelnen Körnchen aus einem Gemenge auszulesen. Man kann sich dann wohl eines dickeren Glasstreifens bedienen, in den man longitudinal eine Rinne eingeschliffen hat, oder auf dem man diese Rinne dadurch herstellt, daß man zwei keilförmig zugeschliffene Glasstreifen mit den einander zugewandten Schneiden nach unten aufklebt. Das Pulver wird in diese Rinne so eingetragen, daß die Körnchen nicht zu nahe liegen. Man schiebt die Glasplatte unter dem Mikroskop langsam vorbei und hebt, sobald eines der gesuchten Körnchen gesehen wird, dieses mit einem dünnen Wachsfaden oder einem Streichhölzchen heraus, dessen fein zugespitztes Ende man ein wenig befeuchtet hat. Taucht man dieses Hölzchen mit dem anhaftenden Korn in ein Uhrglas mit Wasser, so fällt das Korn ohne weiteres zu Boden. Thoulet³⁾ aspiriert die Körnchen durch ein Glasröhrchen, das mit einem System von zwei, Spritzflaschen ähnlich gebauten, untereinander durch Glasröhren und Kautschukschläuche verbundenen Gläschen beweglich befestigt ist. Man saugt die Luft aus dem zweiten Gefäß, während die Spitze das Körnchen berührt, sodaß dies in das erste Gefäß fallen muß. Sehr zweckmäßig scheint auch bei diesem mühsamen Prozeß des Aussuchens die am Schluß des Paragraphen 97 S. 318 erwähnte Streuvorrichtung an der Lupe von E. Weinschenk zu sein, bei der man das Mineralpulver auf einer großen Glasscheibe ausbreitet. Bei dem Aussuchen dunkler Teile wählt man als Unterlage eine Milchglastafel, bei hellen Mineralien ein schwarzes Glas.

C. Doelter benutzte gelegentlich auch die verschiedene Schmelzbarkeit der Körnchen eines Gemenges, um sie zu trennen⁴⁾. Die Körner werden dabei auf einem Platinblech ausgebreitet, und dieses wird vor der Gebläselampe geglüht, bis die leichter schmelzbaren festbacken, sodaß man die schwer schmelzbaren abschütteln kann. Die Körner müssen möglichst genau gleiche Dimensionen haben.

¹⁾ Z. X. 33. 1900. 200—201.

²⁾ Jahresh. Ver. vaterl. Naturk. Württ. 56. 1900. 23.

³⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 3. 1880. 100—101.

⁴⁾ Die Vulkane der Capverden. 1882. 69.

Fünfter Teil.

Chemische Methoden.

Erste Abteilung.

Chemische Untersuchungen am Dünnschliff.

197. Allgemeines. Die chemische Untersuchung der Mineralkomponenten eines Gesteins hat nicht nur die Bedeutung, eine auf optischem Wege gewonnene Diagnose zu bestätigen, sie wird vielmehr in zahlreichen Fällen notwendig, um innerhalb einer Familie die vorliegende Art zu bestimmen oder ganz an die Stelle der im einzelnen Falle — bei undurchsichtigen oder regulären Mineralien — unzulänglichen optischen Bestimmungen zu treten. In der Natur der mikroskopischen Untersuchung liegt es, daß die bei der Mineralanalyse gebräuchlichen chemischen Methoden sehr oft nicht verwendbar sind. Die geringen Mengen, mit denen man zu arbeiten genötigt ist, erfordern eine ungewöhnliche Schärfe der Reaktionen; die Unmöglichkeit der Unterscheidung farbloser und amorpher Niederschläge bedingt die Benutzung nur solcher Reaktionen, bei denen charakteristische deutliche Färbungen oder leicht erkennbare Kristallisationen auftreten. Im allgemeinen werden diejenigen Methoden den Vorzug verdienen, bei denen Kristallisationen erzielt werden, die von den Mengenverhältnissen der zur Wechselwirkung gelangenden Substanzen und von den physikalischen Verhältnissen möglichst unabhängig sind, unter denen der Versuch stattfindet.

Man kann die chemischen Prüfungen entweder an dem aus dem Gestein auf mechanischem Wege isolierten Mineralpulver, oder auch am Dünnschliff selbst vornehmen. Vorzuziehen ist immer das erstere Verfahren, weil hier nie Unsicherheit darüber entstehen kann, welcher von den Gemengteilen die beobachtete Reaktion zeigte. Zuweilen ist man indessen gezwungen, unmittelbar am Dünnschliff zu operieren, wobei im großen und ganzen die gleichen Reaktionen wie bei isolierten Körnchen Anwendung finden. B. Granigg¹⁾ bohrt bei seinen metallographischen Untersuchungen kleine Proben aus der metallischen Oberfläche unter dem Mikroskop heraus und führt an dem Pulver die Mikroreaktionen aus.

Die im folgenden angegebenen Reaktionen lassen sich wohl ausnahmslos mit leicht zu beschaffenden Hilfsmitteln und unter Benutzung der gewöhnlichen Polarisations-Mikroskope ausführen. Ausgezeichnet geeignet für solche Untersuchungen sind auch die von O. Lehmann u. a. konstruierten Erhitzungsmikroskope, die in Paragraph 107 beschrieben und abgebildet sind. Hier sei noch aus historischem Interesse auf ein

¹⁾ „Metall und Erz“. 12. 1915. 189; 13. 1916. 169; 17. 1920. 57.

von J. Thoulet¹⁾ angegebenes Microscope à distance hingewiesen und ferner ein moderner, sehr sorgfältig durchkonstruierter Gasheizkondensator nach O. Lehmann von Zeiss in Jena erwähnt, der mit dem Kristallisationsmikroskop dieser Firma verbunden wird.

Das sonstige Instrumentarium ist, abgesehen von den Trennungsgeschäften (s. §§ 188—191), sehr einfach und kann meistens selbst angefertigt oder zusammengestellt werden; es gleicht in vielen Fällen dem für Lötrohrreaktionen gebräuchlichen. Große Sorgfalt ist auf die Reinheit der Reagentien zu verwenden und überhaupt eine peinliche Sauberkeit erforderlich. Die Reaktionen werden in den meisten Fällen auf Objektträgern ausgeführt, die man bei Anwendung von Flußsäure oder Kieselflußsäure mit Kanadabalsam oder einem reinen Firnis überzieht, oder die man auch nach H. Behrens²⁾ durch dünne, von Dr. Muencke in Berlin zu beziehende Plättchen von nahezu farblosem Zelluloid ersetzen kann. Sie sind schon wegen ihrer Dauerhaftigkeit dem gefirnißten Glas vorzuziehen und lassen sich auch leicht mittelst zwei auf 100° erwärmten Uhrgläsern in gewölbte Form bringen. Von Säuren werden sie bei gewöhnlicher Temperatur nicht angegriffen.

Zur Entnahme der Reagenzproben aus den Standfläschchen kann man sich nach H. Behrens des Platindrahtkähchens bedienen; rasch aus der Flüssigkeit gezogen erhält man ein größeres, langsam herausbewegt ein kleineres Tröpfchen.

Die Verdunstung einer Lösung, in der man Kristallisationen hervorrufen will, läßt sich in bekannter Weise unter dem Exsikkator beschleunigen, oder man verwendet, wenn diese Verdunstung besonders rasch verlaufen soll, den von Schroeder van der Kolk angegebenen Mikroexsikkator³⁾. Er besteht nur aus einem sehr dicken Objektträger mit eingeschliffrer Vertiefung, in die man einen kleinen Tropfen konzentrierter Schwefelsäure bringt, und über die man das Deckgläschen legt, an dessen Unterseite die einzuengende Flüssigkeit hängt. Auch läßt sich das Lösungsmittel, ebenfalls nach Schroeder van der Kolk, manchmal sehr bequem verdunsten durch eine mittelst des elektrischen Stroms glühend gemachte Platinschlinge. Der Erhitzung des ganzen Tropfens ist diese Methode entschieden vorzuziehen, weil man das Maß der Verdunstung genauer regulieren kann; auch erhitzt sich hierbei nicht die ganze Flüssigkeit, und man ist immer sicher, die Kristallisation in kalter Lösung herbeizuführen.

Wird bei den Untersuchungen eine Filtration nötig, so paßt man diese Operation den kleinen Flüssigkeitsmengen an. Der erste dahinzielende

¹⁾ Contributions à l'étude des propriétés physiques et chimiques des minéraux microscopiques. Thèses. Paris. 1880. pg. 64—66.

²⁾ Anleitung zur mikrochem. Analyse. Hamburg-Leipzig 1895. Anm. S. 17.

³⁾ Z. f. phys. Chem. 11. 1893. 1671; s. auch J. L. C. Schroeder v. d. Kolk. Kurze Anleitung zur mikroskop. Kristallbestimmung. Wiesbaden 1898. S. 6.

Vorschlag wurde 1871 von H. Rosenbusch gemacht¹⁾. Er konstruierte nach dem Prinzip des Bunsenschen Filtrierapparats mit Saugvorrichtung einen kleinen Apparat, bei dem man nur mit 20 Tropfen Flüssigkeit mit einem Glastrichter, einem winzigen Platintrichterchen und mit einem gewöhnlichen Papierfilterchen arbeitete. Später ist dieser Apparat von F. Emich und J. Donau mannigfach verbessert worden²⁾, indem man nun kreisrunde Papierscheibchen von 6—8 mm Durchmesser auf eine „Filtrierkapillare“ legte und so den Niederschlag sammelte.

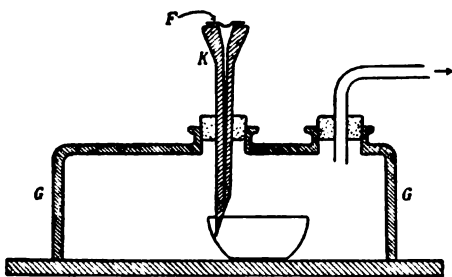


Fig. 665.

Apparat zur Mikrofiltration nach Emich und Donau.

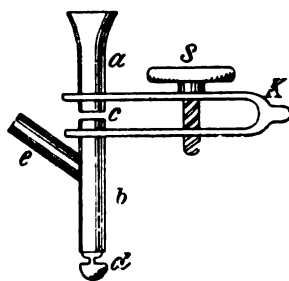


Fig. 666.

Apparat zur Mikrofiltration nach Haushofer.

Eine solche Kapillare (*K* in Fig. 665) hat ein Lumen von 1 mm und ist im Glaskörper oben verdickt und eben geschliffen. Sie sitzt in einer Glocke *G* zur Erzeugung des Unterdrucks. Bei dem Filtrieren von wässrigen Lösungen wird der Rand des Filterscheibchens *F* eingefettet, indem man dieses mit dem Finger gegen das Ende einer etwas erwärmten mit wenig Vaseline bestrichenen Glasröhre drückt; dadurch wird der Rand zugleich etwas aufgebogen. Die angegebenen Dimensionen erlauben Niederschläge von nur 1 μg (0,001 mg) zu sammeln. Man kann sich bei kleinen Flüssigkeitsmengen auch trockener oder feuchter Streifen und Röllchen von Filtrierpapier bedienen, wie dies A. Streng eingehend beschrieben hat³⁾, oder man benutzt nach H. Behrens⁴⁾ eine kleine Zentrifuge. Bei etwas reichlicherer Flüssigkeit läßt sich der von K. Haushofer⁵⁾ konstruierte, in Fig. 666 abgebildete Apparat verwenden. Er besteht aus den beiden kurzen, höchstens 4 mm lichte Weite und etwa 1 bis 1,5 mm Wanddicke besitzenden Glasröhrchen *a* und *b*, die an den einander zugekehrten Enden senkrecht abgeschliffen sind. Eine horizontale Klemme *K* hält sie senkrecht so übereinander, daß die abgeschliffenen Enden sich eben be-

¹⁾ N. J. 1871. 916—917.

²⁾ F. Emich und J. Donau. S. W. A. 118. II b. 1909. 513—525; J. Donau, ebenda 119. II b. 1910. 1101—1110 und 120. II b. 1911. 897—921; s. auch F. Emich, Lehrb. d. Mikrochemie. Wiesbaden. 1911. 52 ff.

³⁾ N. J. 1886. I. 49—50.

⁴⁾ Anleitung usw. S. 20—21.

⁵⁾ S. M. A. 1885. 225.

rühren. *a* ist oben trichterförmig erweitert, *b* unten durch einen Pfropfen oder eingeschliffenen Glasstöpsel *d* geschlossen. Seitlich an *b* sitzt das Röhrchen *e*, über das ein Gummischlauch gezogen wird, um *b* „luftleer“ saugen zu können. Zwischen die abgeschliffenen Enden der Glasröhrchen bei *c* wird ein angefeuchtetes Scheibchen von Filtrierpapier gebracht, das etwa 1 mm über die Röhrchen übersteht und durch Anziehen der federnden Klammer *S* festgepreßt wird. Die zu filtrierende Flüssigkeit wird in *a* eingegossen, und *b* durch *e* vorsichtig „luftleer“ gesogen. Durch Nachgießen von Wasser in *a* kann man auswaschen. Der Niederschlag sammelt sich als kreisförmige Lage auf dem Papierblättchen und kann abgenommen, das Filtrat bei *d* abgelassen werden.

198. Herrichtung der Dünnschliffe zu chemischen Untersuchungen.

Präparate, die man von vornherein zu chemischen Untersuchungen bestimmt, wird man unbedeckt lassen und auch deren Oberfläche nicht polieren, weil so die Angriffsfläche größer, also der chemische Eingriff energischer ist. Soll nicht das ganze Präparat, sondern nur ein Teil geprüft werden, so trennt man diesen durch einen ringförmig aufgetragenen Faden zähflüssigen Kanadabalsams ab, über den hinaus der mit einer Kapillarpipette zugeführte Tropfen des Reagenzes sich nicht ausbreiten kann. Wird ein schon bedecktes Präparat zur chemischen Untersuchung verwendet, so erweicht man durch Erwärmung den Kanadabalsam, entfernt das Deckglas und wäscht den Kanadabalsam mit einem in Spiritus oder Äther getauchten Pinsel ab. Ist nur ein Teil des Dünnschliffs zur Prüfung bestimmt, so schneidet man die diesen Teil bedeckende Fläche des Deckgläschens mit einem Schreib- oder Schneidediamant vorsichtig an, hebt nach Erwärmung mit einer Nadel den losgeschnittenen Teil des Gläschens ab und entfernt den Kanadabalsam in derselben Weise. — Ist das zu untersuchende Teilchen im Präparat sehr klein und soll das Reagens dennoch nur dieses Teilchen angreifen, so verfährt man in folgender Weise. Das Deckgläschen wird wie angegeben gänzlich vom Schliff abgehoben, die bedeckende Schicht von Kanadabalsam aber nicht entfernt. Alsdann durchstößt man unter dem Mikroskop mit einer feinen Präpariernadel die dünne Kanadabalsamschicht an der Stelle, wo das Reagens einwirken soll. A. Streng¹⁾ empfiehlt ein anderes Verfahren, wonach über die vom Deckgläschen befreite, aber noch mit dem Kanadabalsam bedeckte Schicht ein neues, mit einer feinen trichterförmigen Durchbohrung versehenes Deckgläschen gelegt wird. Dieses verschiebt man unter dem Mikroskop so lange, bis die feine Öffnung genau über dem zu untersuchenden Teile des Präparats liegt. Nun erwärmt man das Präparat leicht bis zum beginnenden Schmelzen des Kanadabalsams, drückt das Deckgläschen fest und entfernt in der Öffnung den Kanadabalsam mit einem in Äther oder Spiritus getauchten Pinsel. Das Reagens wird alsdann in die Öffnung eingeführt und kann nun keinen andern Teil des Präparats

¹⁾ N. J. 1885. I. 26—28.

angreifen, als die kleine entblößte Stelle. Die zu dieser Operation notwendigen durchlocherten Deckgläschen erhält man dadurch, daß man gewöhnliche Deckgläschen mit Wachs überzieht, an der gewünschten Stelle das Wachs in einem 0,5—1 mm Durchmesser haltenden Kreis wegkratzt und auf die freie Stelle Flußsäure so lange einwirken läßt, bis diese das Gläschen durchgefressen hat. Man tut gut, derartige Gläschen in größerer Anzahl vorrätig zu halten. Sollen Säuren zur Verwendung kommen, die das Glas angreifen, so wird statt des durchbohrten Deckgläschens ein durchbohrtes dünnes Platinblech benutzt. Beabsichtigt man, auf einen Dünnschliff heiße Salzsäure oder Schwefelsäure einwirken zu lassen, so muß er vollständig vom Glas abgelöst und der Kanadabalsam beiderseitig durch vorsichtiges Erwärmen in Äther und Alkohol gänzlich entfernt werden. In derselben Weise verfährt man, wenn ein Dünnschliff geglüht werden soll (s. § 203); das Glühen erfolgt am sichersten auf einem Platinblech oder in einem Platintiegel.

199. Prüfung der Dünnschliffe auf Löslichkeit. Zu den leicht löslichen, in Gesteinen verbreiteten Mineralien gehören die Karbonate, die Phosphate und manche Eisenerze. Bei der Auflösung der Karbonate, von denen Calcit schon in Essigsäure, andere in kalter, wieder andere erst in heißer Salzsäure löslich sind, tritt ein Aufbrausen durch die gasförmig entweichende Kohlensäure ein, die bei nicht zu geringer Menge der Karbonate der Beobachtung auch ohne Mikroskop nicht entgeht. Sind jedoch die Partikel von Karbonaten sehr klein und nur vereinzelt in dem Präparat enthalten, dann kann die Entwicklung der Kohlensäure leicht übersehen werden. In solchen Fällen tut man gut, das Präparat mit etwas Wasser und einem Deckgläschen zu bedecken, und die zur Einwirkung bestimmte Säure in einem Tropfen auf den freien Teil des Objektglases zu bringen, sodaß langsame Diffusion mit dem Wasser über dem Schliff stattfindet. Schon bei schwachen Vergrößerungen beobachtet man dann die Bildung der Kohlensäurebläschen im Gesichtsfeld an allen Stellen, wo Karbonate liegen. Muß der Schliff während der Operation erwärmt werden, so legt man ihn nicht direkt auf den Objektstisch, sondern in Ermanglung eines Erhitzungsmikroskops (s. § 107) auf eine durchbohrte Kupferplatte, deren Durchbohrung über dem Diaphragma des Objektstisches liegt, und der die nötige Wärme durch Erhitzung zweier langzungenförmiger Fortsätze vermittelst Spiritusflammen oder Gasbrenner zugeführt wird. Die Basen, an welche die Kohlensäure gebunden war, finden sich in der Lösung, die den Schliff bedeckt. Hebt man diese mit engen Kapillarpipetten ab und bringt sie auf ein reines Objektglas, so kann man die Basen nach den gewöhnlichen Methoden der anorganischen Analyse oder durch die in Paragraph 205 angegebenen Reaktionen leicht nachweisen. Solche Kapillarröhrchen, die R. Bunsen mit seinen Flammenreaktionen in die analytische Chemie einführte und die man durch Ausziehen einer dünnen Glasröhre in größerer

Menge auf Vorrat herstellt, wirft man stets nach einmaligem Gebrauche fort, da eine vollkommene Reinigung sich gegenüber ihrem minimalen Wert nicht lohnt.

Eine Gasentwicklung kann auch bei der Auflösung mancher Sulfide eintreten; das sich bildende Gas ist alsdann Schwefelwasserstoff. Hat die Entwicklung unter dem Deckgläschen stattgefunden, so läßt sich dieses Gas durch die Färbung eines mit Bleiwasser befeuchteten Streifens Filtrierpapier nachweisen, den man in die den Schliff bedeckende Lösung taucht.

Ohne Gasentwicklung lösen sich in Mineralsäuren (man wendet vorwiegend Salzsäure an) die meisten Phosphate und die oxydischen Eisenerze und Manganerze, solange man bei letzteren keine Erwärmung vornimmt. — Von den Phosphaten kommt in erster Linie der in den Gesteinen allgemein verbreitete Apatit in Betracht. War Apatit in dem Präparat vorhanden, so weist man die Phosphorsäure durch einen Zusatz von molybdänsaurem Ammoniak nach (s. § 205 S. 757).

Von den oxydischen Eisenerzen löst sich wohl der Limonit am leichtesten, demnächst der Magnetit, schwerer schon der Eisenglanz und äußerst schwer der Ilmenit in Salzsäure; unlöslich oder doch nahezu unlöslich ist das Chromeisenerz. Die Lösung aller vollzieht sich im Dünnschliff wegen der geringeren Angriffsfläche langsamer als im Pulver. Man wird sich daher der Behandlung eines Dünnschliffs mit Salzsäure vielfach bedienen können, um die Eisenerze zu unterscheiden. Besonders bei den so verbreiteten gesetzmäßigen Verwachsungen von Ilmenit mit Magnetit, wie sie im zweiten Teil dieses Buches bei Titaneisenglimmer beschrieben werden, kann man letzteren durch Salzsäure bequem entfernen und ersteren freilegen. Noch häufiger wird es nötig, die Eisenerze durch Säure zu entfernen, um Mineralien oder Strukturverhältnisse wahrnehmen zu können, die von ihnen verdeckt werden. Zumal bei porphyrischen Gesteinen, Tonschiefern und Phylliten, stellt sich diese Notwendigkeit oft ein. — J. Lemberg¹⁾ verwandte eine siedende Cyankalium-Lösung, um Kupferglanz, Buntkupfererz, Silberglanz und Fahlerz nach ihrer Löslichkeit zu unterscheiden.

200. Prüfung der Dünnschliffe auf Gelatination. Farbreaktionen.

Außer der Prüfung auf reine Löslichkeit behandelt man die Dünnschliffe häufig mit Säuren zum Nachweis gelatinierender Silikate. Das Verfahren regelt sich dabei nach dem Zweck, den man verfolgt. Handelt es sich nur darum, die Gegenwart solcher Silikate, wie etwa aus der Familie des Olivins, des Nephelins, der Zeolithe, der basischeren Feldspäte, des Chlorits oder Serpentin darzutun, so bedeckt man das sauber gereinigte Präparat mit einer dünnen Haut der zur Verwendung kommenden Säure; man verteilt einen Tropfen hiervon mit dem Finger oder einem Glasstab flach über das Präparat. Ist die Flüssigkeitsschicht

¹⁾ Z. D. G. G. 46. 1894. 488—491.

über dem Präparat zu dick, so breitet sich die entstehende Gelatine über das ganze Präparat aus und verleiht auch nicht gelatinieren Teilen das Aussehen, als seien sie angegriffen. Hat die Säure, gelegentlich unter Erwärmung, hinreichend eingewirkt, so entfernt man sie durch Abspülen des Präparats in Wasser, wenn nötig unter Zusatz eines Tröpfchens Ammoniak, um den letzten Rest der Säure zu neutralisieren. Die Einwirkung soll möglichst nur so lange dauern, bis sich eine ganz dünne Schicht Gelatine über den angegriffenen Substanzen gebildet hat, durch die hindurch man noch die Polarisationserscheinungen des Minerals wahrnehmen kann; man wiederholt also besser einen Versuch mehrere Male, als daß man sofort zu kräftig einwirken läßt. Um die durchsichtige Gelatine nun zur Wahrnehmung zu bringen, bedeckt man das Präparat mit einem Tropfen Wasser, dem eine verdünnte wässrige Fuchsinlösung zugesetzt wurde. Man läßt diese nicht allzu intensiv gefärbte Lösung längere Zeit über dem Präparat stehen, wodurch die Gelatinehaut mit dem Pigment sich tränkt. Spült man nun wieder den Schliff mit Wasser gut ab, so verschwindet die Färbung an allen Stellen, außer an denjenigen, wo eine Gelatination eingetreten war. Überzeugt man sich, daß die Säure nicht hinreichend eingewirkt hatte, so zerstört man das Fuchsin auf dem Präparat durch einen Tropfen Säure und wiederholt den Versuch. — Man kann sich auch jedes andere Färbemittels, das von der Gelatine absorbiert wird, bedienen; wie denn auch zahlreiche andere Farblösungen (Methylgrün, Methylenblau, Baumwollblau, Safranin, Rhodamin, Eosin usw.) vorgeschlagen worden sind. Die moderne Färbetechnik der Biologen hat gezeigt, daß die Kieselsäuregelatination sich durch basische Farbstoffe besonders gut färbt (s. auch Schluß dieses Paragraphen).

In manchen Fällen empfiehlt es sich, den mit Säure behandelten und zum Teil gelatinieren Schliff mit der Lösung eines Eisensalzes zu bedecken und, nachdem diese hinreichend in die Gelatine eingedrungen ist, alsdann ein Reagens (Ferrocyankalium oder Ammoniak), aufzutragen, durch das eine Färbung oder Fällung in der imbibierten Salzlösung erzeugt wird. Zumal für Dauerpräparate ist dieses Verfahren vorzuziehen.

Will man zugleich die Basen nachweisen, die in den gelatinieren Substanzen vorhanden waren, so läßt man die Säuren länger und kräftiger einwirken, hebt dann die Lösung mit Kapillarpipetten ab, dampft sie auf einem Objektglas ein, um die gelöste Kieselsäure unlöslich zu machen, löst wieder in etwaig angesäuertem Wasser und prüft nach den in Paragraph 205 mitgeteilten Methoden. Das Präparat, das geätzt wurde, kann alsdann nach Entfernung der Lösung für Farbreaktionen in der beschriebenen Weise weiter behandelt werden.

Kommt es endlich darauf an, die gelatinieren Substanzen einfach zu entfernen (bei zeolithischer Zersetzung von Feldspatgesteinen, chloritischer und serpentinoser Umwandlung von Pyroxenen und Amphibolen usw.), so zerstört man sie tunlichst vollständig und spült zweckmäßiger-

weise mit einem kräftigen Wasserstrahl das Präparat ab, um die oft hartnäckig anhaftende Kieselgallerte fortzuwaschen. Man wird dadurch oft Mineralien bloßlegen, deren Anwesenheit bei Betrachtung des nicht geätzten Schliffs kaum vermutet wurde.

F. Becke¹⁾ bediente sich der Flußsäure, um Quarz und Feldspat in dichtem Gemenge von sehr feinem Korn zu unterscheiden. Nach einer Einwirkung von wenigen Sekunden hat sich auf dem Feldspat eine Haut von amorphem Aluminiumkieselfluorid gebildet, während Quarz einfach gelöst wird. Die Säure wird vorsichtig abgespült und das Präparat in ein Farbbad von Anilinblau, sog. Baumwollblau, gelegt. Hat sich die Imbibition vollzogen, so spült man besser nicht mit Wasser ab, sondern legt das Präparat kurze Zeit in mit etwas Wasser verdünnten Alkohol, um das Pigment von den nicht gelatinirten Stellen des Schliffs zu entfernen. Daß auch die sauren und basischen Feldspäte durch Ätzung mit wässriger Flußsäure und darauffolgender Tinktion zu unterscheiden sind, lehrten Becke²⁾ und Pelikan³⁾. Becke empfiehlt zur Herstellung von Dauerpräparaten, die ätzende Säure durch Fließpapier vom Rande her ohne Berührung des Schliffs möglichst zu entfernen und den Rest durch Daraufblasen auf dem Wasserbade rasch zu verdampfen. Als dann bedeckt man das Präparat bis über seine Ränder mit der Farblösung, saugt diese mit einer Pipette nach 5—10 Minuten langer Einwirkung ab und reinigt durch vorsichtiges Auftropfen von Wasser. Die Farbhaut wird durch absoluten Alkohol entwässert, dann einige Minuten in Benzol gelegt, darauf mit einem Tropfen Lavendelöl benetzt und schließlich mit in Äther gelöstem Kanadabalsam bedeckt. Diese Methode verhindert das Abblättern der Farbschicht. Auch drei Gemengteile, wie Quarz, Orthoklas und Plagioklas, lassen sich bei vorsichtiger Anwendung dieser Methode voneinander unterscheiden und in ihrer Verteilung im Gestein studieren, wie man aus der Tafel des Granitits von Konopischt, Böhmen, im Berwerthschen Werk „Mikroskopische Strukturbilder der Massengesteine“, Stuttgart 1900, ersehen kann. Der Plagioklas erscheint tief blau gefärbt, der Orthoklas hat fast unmerklich Farbe aufgenommen, seine Kanten sind aber durch die Säure gerundet und seine Risse und Spalten vertieft worden, der Quarz ist vollkommen farblos geblieben.

Mit Flußsäure bilden alle Alumosilikate gelatinöses Aluminiumkieselfluorid, wodurch man diese von tonerdefreien Silikaten unterscheidet; doch ist nicht zu vergessen, daß auch Calciumkieselfluorid bisweilen amorph ist.

A. Sauer⁴⁾ unterschied die kalkreichen und kalkarmen oder kalkfreien Glieder der Sodalithgruppe durch das Vorhandensein reichlicher

¹⁾ T. M. P. M. 10. 1888. 90 und briefl. Mitteil. vom 18. April 1889 an H. Rosenbusch.

²⁾ T. M. P. M. 12. 1892. 257.

³⁾ Ibidem 12. 1892. 158.

⁴⁾ Zeitschr. f. d. ges. Naturw. Halle. 13. 1876. 322.

oder spärlicher Gipsnadeln oder durch ihr Fehlen in der nach Behandlung mit Salzsäure auf der Oberfläche dieser Mineralien erzeugten Gallerte, nachdem diese eingetrocknet war. — F. Graeff¹⁾ unterscheidet Sodalith und Analcim in Eläolithsyenit leicht mittelst sehr verdünnter chlorfreier Salpetersäure oder Essigsäure, wodurch beide Mineralien nach kürzester Zeit gelatinieren. Fügt man nun einen Tropfen verdünnten Bleinitrats oder Bleiacetats hinzu, so bedeckt sich die Oberfläche des Sodaliths mit den stark doppelbrechenden flachen Nadeln des Chlorbleies, während diese auf dem Analcim nicht entstehen. — Solche und ähnliche Versuche sind noch mannigfach zu variieren und zu vermehren. So läßt J. Lemberg²⁾ eine Lösung, die 4% Salpetersäure und 2% Silbernitrat enthält, einwirken, um z. B. auf einem Sodalithkorn einen Niederschlag von Chlorsilber zu erhalten, der als solcher erkannt oder auch durch Pyrogallol zu Silber reduziert werden kann. Salpetersäurereichere Lösungen sind nicht zu empfehlen, weil dann die Bildung von Chlorsilber zu rasch erfolgt und der Überzug nicht gut haftet. Silbernitrat muß immer reichlich vorhanden sein, damit die Lösung in unmittelbarer Berührung mit Sodalith nie frei von Silber wird, weil sonst die freigeordnete Salzsäure nicht mehr auf der Oberfläche des Sodalithkorns gefällt wird. Bei chlorhaltigen Silikaten, die wie die sauren Skapolithe durch Salpetersäure nicht zersetzt werden, setzt Lemberg der sauren Silbernitratlösung 6% Flußsäure zu³⁾.

H. Behrens zeigte die Färbung von Chlorit und Glimmer durch Safraninlösung ohne vorherige Ätzung⁴⁾. R. Sokol dehnte diese Beobachtung bei Verwendung von Methylenblau auf Sericit und Kaolin aus⁵⁾ und erzeugte auf diese Weise an Muskovit und Sericit einen sehr kräftigen Pleochroismus. Er empfiehlt, diese Färbung ohne Ätzung der Beckeschen mit Ätzung (s. S. 736) vorausgehen zu lassen, um so die mikroskopischen Ausbildungsformen des Talks, Glimmers und Chlorits von denen der Feldspäte zu unterscheiden. St. J. Thugutt färbt Opal durch eine Lösung von Methylenblau und unterscheidet ihn dadurch von Analcim, der unverändert bleibt⁶⁾.

Mit diesen Färbungen ohne vorangegangene Ätzung gelangt man in ein Gebiet, das besonders durch die Arbeiten von W. Suida⁷⁾ und F. Hundeshagen⁸⁾ aufgedeckt wurde. Wenn man hier den Ausführungen

¹⁾ N. J. 1887. II. 230.

²⁾ Z. D. G. G. 42. 1890. 738.

³⁾ Z. D. G. G. 44. 1892. 224.

⁴⁾ Anleitung zur mikrochem. Analyse. 1895. 164.

⁵⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1911. 278.

⁶⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1911. 762.

⁷⁾ S. W. A. 113. II b. 1904. 725—761; T. M. P. M. 23. 1904. 534—535; Ref. Z. X. 42. 1907. 496—497.

⁸⁾ Zeitschr. f. angew. Chemie. 21. 1908. 2485—2554; N. J. B. B. 28. 1909. 335—378; Ref. Z. X. 51. 1913. 533—536.

des letzteren folgt, so muß man zunächst die Frage, ob es sich bei solchen Färbungen um rein chemische oder rein physikalische Vorgänge handelt, noch als unentschieden betrachten oder bei vielen annehmen, daß man es mit einem komplexen Phänomen, also chemischer und physikalischer Art, zu tun hat. In Anlehnung an die Bezeichnung der Histologen werden die Mineralien, je nachdem sie eine Färbewandtschaft zu sauren oder basischen oder beiden Arten von Farbstoffen zeigen, als acidophil (oxyphil), basophil oder amphophil bezeichnet. Pseudochromatisch gebundene Farbstoffe werden schon durch reines Wasser ausgelaut. Am intensivsten werden die Körper in gelatinösem oder amorphem oder krypto- bis mikrokristallinem, feinschuppigem oder feinfasrigem Zustand gefärbt. So ist gelatinöse Kieselsäure ausgesprochen chromatophil und zwar basophil, ähnlich Opal, während Quarz, Tridymit und Chalcedon indifferent sind. Basophil sind die Oxyde und Hydrate der Erdalkalien. Kristallisierte Zeolithe sind indifferent, während amorphe oder kryptokristalline oder entwässerte Zeolithe chromatophil werden. So zeigt mäßig geglühter Heulandit, Laumontit, Desmin schwache Basophilie, Analcim, Chabasit, Comptonit, Phillipsit; Harmotom ausgesprochene und Natrolith, Apophyllit starke Basophilie.

201. Niederschlagsreaktionen an Dünnschliffen. Als Beispiele, wie man die Dünnschliffoberfläche zu Niederschlagsreaktionen benutzen kann, mögen die folgenden dienen. Die Calciumkarbonate, besonders Calcit, schlagen aus Eisenchloridlösungen, mit denen man den Schliff bedeckt, rasch Eisenoxyd nieder, das nach Zufügung von Schwefelammon den Calcit je nach der Dicke der Haut von einfach Schwefeleisen grün bis schwarz färbt. Dolomit, der viel langsamer von Säuren angegriffen wird, zeigt nach J. Lemberg¹⁾ bei gleicher Behandlung diese Färbung nicht oder viel weniger intensiv und erst nach längerer Behandlung²⁾. Derselbe Forscher benutzte die Fähigkeit des Calcits, aus kalten Lösungen von Aluminiumsalzen die Tonerde rasch und vollständig zu fällen, zur Unterscheidung von Dolomit, der viel langsamer reagiert. Fügt man der Aluminiumsalzlösung einen Farbstoff hinzu, so verbindet sich dieser mit der gefällten Tonerde zu einem sog. Lack. Benutzt man die von Lemberg empfohlene Lösung von vier Teilen trockenem AlCl_3 in 60 Teilen Wasser, die man mit sechs Teilen Blauholz (*Haematoxylon campechianum*) 25 Minuten unter Ersatz des beim Kochen verdampfenden Wassers heiß umgerührt hat, zum Befeuchten des Schliffs, so färbt sich

¹⁾ Z. D. G. G. 39. 1887. 489; 40. 1888. 357.

²⁾ s. auch F. Hinden, Verh. Naturf. Ges. Basel. 15. 1903. Heft 2. Ref. N. J. 1905. I. 23; ferner St. J. Thugutt, Zentralbl. f. Min. usw. 1905. 265—266. — F. Hinden schlug auch eine 10 prozentige Kupfersulfatlösung zur Unterscheidung von Calcit und Dolomit vor. Calcit erzeugt hierbei eine blaue Färbung von basischem Kupferkarbonat; Dolomit reagiert nicht. S. hierzu auch O. Mahler, Über das chemische Verhalten von Dolomit und Kalkspat. Dissert. Freiburg i. Br. 1906. 56 S.

der Calcit violett. — Über eine Niederschlagsreaktion zur Unterscheidung von Calcit und Dolomit s. auch S. 752 bei den Einzelreaktionen auf Magnesia.

Auch andere Arbeiten Lembergs beschäftigen sich mit Niederschlagsreaktionen¹⁾. So wird die Bildung von Silberkarbonat durch Einwirkung von Höllensteinlösung auf feinverteilten Calcit und Umwandlung mittelst K_2CrO_4 in Silberchromat als empfindlich hervorgehoben. Kiese, Glanze und Blenden untersuchte Lemberg unter Anwendung einer alkalischen Bromlösung und einer mit Schwefelsäure angesäuerten Silbersulfatlösung²⁾.

202. Ätzfiguren. Die Untersuchung der chemischen Kohäsion, die vermittelt der Ätzfiguren Richtungen des größten und kleinsten Widerstandes gegen den Eingriff von Lösungsmitteln in den molekularen Bau kennen lehrt, hat nach F. Leydolts Vorgang³⁾ in den Händen von Baumhauer, Tschermak, Klein, Becke u. a. sich als ein bewundernswertes Mittel zur Erforschung verwickelter Kristallisationsverhältnisse erwiesen und manche Symmetrieverhältnisse bei komplizierten Kristallisationen aufgedeckt. Ebenso bedient man sich ihrer mit Erfolg bei den Untersuchungen über die Orientierung der optischen Vektoren in den Mineralien der Glimmer-, Sprödglimmer- und Chloritreihe, wenn diesen die äußere Begrenzung fehlt. An den isolierten Kristallen der Pyroxene und Amphibole, die oft prismatisch gut ausgebildet sind, aber keine Endflächen tragen und die daher vorne und hinten nicht unterscheiden lassen, kann man durch Ätzfiguren eine richtige Aufstellung herbeizuführen⁴⁾. — In gewissen Fällen endlich geben die Ätzversuche Anhaltspunkte bei der Bestimmung sonst oft schwer zu unterscheidender Substanzen, wie z. B. Quarz und Cordierit, wenn Schnitte vorliegen, die keine sichere optische Bestimmung gestatten.

Einer ausgiebigen Verwendung dieser Ätzmethoden bei den Untersuchungen der Dünnschliffe steht die Abhängigkeit der Form der Ätzfiguren von der Lage der geätzten Fläche und die unsichere Bestimmung der Flächenlage entgegen. Auch bilden sich scharfe Figuren nur auf Kristall- und Spaltflächen, während auf angeschliffenen Flächen nur bei sehr guter Politur einigermaßen genaue und deutliche Formen entstehen. Es hängt dies wohl damit zusammen, daß auch die best polierte Fläche in strukturellem Sinne noch als rauh zu bezeichnen ist und gegenüber einer glatten Spalt- und Kristallfläche leichter und überhaupt anders angegriffen wird.

¹⁾ Z. D. G. G. **42**. 1890. 737—752; **44**. 1892. 224—237. 823—824.

²⁾ Z. D. G. G. **46**. 1894. 788—799.

³⁾ Sitz.-Ber. Wien. Akad. **15**. 1855. 59—85.

⁴⁾ Vergl. V. Ussing, Z. X. **15**. 1889. 601; G. Greims, N. J. 1889 I. 252; E. A. Wülfing, Beiträge zur Kenntnis der Pyroxenfamilie. Habilitationsschrift Tübingen 1891, gedruckt Heidelberg 1891. 4—6.

Man erhält die Ätzfiguren, je nach der zur Untersuchung vorliegenden Substanz, durch Anwendung von Essigsäure, Salzsäure, Schwefelsäure, Flußsäure, Kieselflußsäure und ihrer Gemenge, oder durch kaustische Alkalien, die man je nach Umständen bei gewöhnlicher Temperatur oder in erhitztem, auch geschmolzenem Zustand einwirken läßt. In manchen Fällen ist es nötig, die Präparate vom Objektglas loszulösen und dann beiderseits vom Kanadabalsam zu reinigen. Nach Einwirkung des Reagenzes wird die geätzte Substanz vollkommen von den durch die Reaktion entstandenen Verbindungen durch reichliches Waschen in Wasser oder Säuren befreit und das Präparat in ein Medium von möglichst abweichender Lichtbrechung gebettet. Man wählt also Wasser einerseits und α -Bromnaphthalin oder Jodmethylen usw. andererseits, je nachdem der Index des geätzten Minerals hoch oder niedrig ist. Auch wird man darauf achten, den vom Kondensator kommenden Beleuchtungskegel durch Irisblende oder Senkung stark einzuengen, um die Ätzfiguren deutlich zu sehen. Bisweilen kann es zweckmäßig sein, wenn man eine mit Ätzfiguren bedeckte Oberfläche, wie dies Knop¹⁾ bei der Untersuchung des Xanthophyllits der Schischimskischen Berge und ihrer sog. Diamanteinschlüsse tat, mit staubförmigem schwarzem Kupferoxyd auf Fließpapier einreibt und dann wieder auf reinem Fließpapier durch Reiben von den an der Oberfläche haftenden Teilchen des Pigments befreit, sodaß die Stäubchen nur in den Vertiefungen der Ätzfiguren bleiben und diese dadurch besser sichtbar machen.

Die Formen der Ätzfiguren können auf einer und derselben Fläche desselben Minerals verschieden sein, je nach der Natur, Einwirkungsdauer und Konzentration des Ätzmittels; nur der Grad ihrer Symmetrie ist unabhängig von dessen Art und Anwendung.

203. Das Glühen von Dünnschliffen dient zum Nachweis wasserhaltiger Mineralien, kohligter Substanzen oder zur Erzeugung von Färbungen, die für bestimmte Verbindungen charakteristisch sind.

Die meisten wasserhaltigen Mineralien, wie Zeolithe und Chlorite, werden im Dünnschliff durch starkes Glühen trübe. Farblose wasserhaltige Mineralien werden einfach trübe, farbige pflegen zugleich ihre Farben zu ändern; die chloritischen Substanzen werden bei hinreichendem Glühen rostbraun bis schwarz²⁾. — Daß auch andere flüchtige Bestandteile einer Verbindung durch Glühen ausgeschieden werden und dadurch das Aussehen der Substanz verändern, zeigte E. Cohen³⁾ bei der Unterscheidung von Cancrinit und Nephelin, von denen der erstere beim Glühen gleichmäßig getrübt wird, wohl durch Verlust der Kohlensäure, während frischer Nephelin beim Glühen unverändert bleibt.

¹⁾ N. J. 1872. 785—794.

²⁾ C. W. G ü m b e l, Die paläolithischen Eruptivgesteine des Fichtelgebirges. München 1874. 2.

³⁾ N. J. 1883. II. 371.

Ebenso wie durch feine Verteilung von Eisenerzen, werden die Dünnschliffe auch durch fein verteilte kohlige Partikel undurchsichtig. Man entfernt diese und unterscheidet sie dadurch zugleich von den Eisenerzen, daß man die Dünnschliffe glüht. Da nun diese kohligen Substanzen sehr oft mit Eisenerzen mechanisch gemengt sind, so tut man gut, die Präparate vor dem Glühen mit Salzsäure zu behandeln und wenn nötig diese Operation nach dem Glühen zu wiederholen, da oft erst dann Erzteilchen freigelegt werden, die vorher durch Einhüllung in Kohlesubstanz vor dem Angriff durch die Säure geschützt waren. Fein verteilten Pyrit kann man nicht durch Salzsäure, wohl aber durch Salpetersäure wegätzen. Die Verbrennbarkeit kohligter Substanzen ist eine recht verschiedene. Daß sich Graphit in manchen Fällen auch durch anhaltendes starkes Glühen anscheinend nicht entfernen läßt, kann durch Verunreinigungen bedingt sein. Reiner Graphit verbrennt nach A. Osann¹⁾ schon in dunkler Rotglut über dem Bunsenbrenner.

Farblose eisenoxydulhaltige Silikate lassen sich durch Glühen rot bis rotbraun färben; C. W. C. Fuchs²⁾ beobachtete diese Eigenschaft wohl zuerst am Olivin. Pyroxene und Amphibole geben, zumal wenn sie vorher farblos oder schwach gefärbt waren, die gleiche Reaktion. Der Olivin wird dabei bisweilen, der Amphibol wohl immer und oft außerordentlich stark pleochroitisch. Bei letzterem sind die Farben und der Pleochroismus dieselben, die man an dem Amphibol von Gesteinseinschlüssen in Laven und vulkanischen Auswürflingen wahrnimmt. Fuchs erklärte bereits die rote Farbe mancher natürlicher Olivine auf ähnliche Weise. Die Erscheinung dürfte auf einer äußerst feinen Verteilung des aus der Verbindung ausgetretenen Eisenoxyds beruhen. — Manche Turmaline werden nach A. Osann (l. c. S. 377) durch Glühen braunrot und verlieren ihren Pleochroismus. Letztere Erscheinung findet wohl auch bei Cordierit statt.

Daß die Mineralien der Hauynreihe durch Glühen blau gefärbt werden können, wenn sie diese Farbe vorher nicht besaßen, zeigte H. Vogel-sang³⁾. A. Knop⁴⁾ erhielt dieselbe Reaktion, wenn er Dünnschliffe mit Mineralien dieser Reihe in einem geschlossenen Platintiegel glühte, auf dessen Boden eine Messerspitze voll Schwefelblumen gestreut war, sodaß die Schliffe sich also im Schwefeldampf befanden.

Farblose tonerdehaltige Mineralien färben sich blau, wenn man das Präparat auf einem Platinblech mit stark verdünnter Kobaltsolution befeuchtet, sehr stark glüht (man bedeckt das Blech mit einem Platindeckel, um die Temperatur zu erhöhen) und dann mit verdünnter Salzsäure digeriert. Die Reaktion, die zumal zur Unterscheidung des Sericits von ähnlich aussehenden Substanzen wie Talk wichtig ist, tritt oft erst nach mehrmaligem Glühen ein.

¹⁾ Mitt. Gr. Bad. geol. Landesanst. 1893. II. 376.

²⁾ N. J. 1869. 577—578.

³⁾ Über die natürlichen Ultramarinverbindungen. Bonn 1874. 33.

⁴⁾ N. J. 1875. 74—76.

J. Lemberg¹⁾ zeigte, daß man in einem Gemenge von Karbonaten und Brucit den letzteren Gemengteil leicht und sicher dadurch nachweisen kann, daß man das bis zum Wasserverlust des Brucits erwärmte Präparat in eine Lösung von Silbernitrat taucht. Der Brucit färbt sich alsdann durch ausgefälltes Silberoxyd braun bis fast schwarz, während die Karbonate unverändert bleiben.

In einem Gemenge von Calcit und verschiedenen Zeolithen weist St. J. Thugutt den Calcit durch kurzes Glühen und Behandeln mit $\frac{1}{10}$ n wässriger Kobaltnitratlösung nach, indem er nach Entfernung des Überschusses von Kobaltnitrat die Lembergsche Reaktion mit $\frac{1}{10}$ n Höllesteinlösung und mit Kaliumchromat ausführt²⁾. Die Zeolithe haben schon nach 2 Minuten ihre Basen durch Silber ersetzt, das dann in rotes Silberchromat umgewandelt wird, während ein auf dem Calcit entstandenes basisches Kobaltsalz das Silbersalz reduziert und graue bis schwarze Färbung hervorruft.

Zweite Abteilung.

Die mikrochemischen Reaktionen.

204. Allgemeines. Wie sich die chemische Untersuchung auf zweckmäßige Weise mit der mikroskopischen verbinden läßt, hatte P. Harting schon seit 1848 in seinem Werk „Het Mikroskop“ angegeben, wo im zweiten Band S. 168 ff. der deutschen Ausgabe von 1866 vorzügliche Abbildungen von Kieselfluornatrium, Gips, phosphorsaurer Ammoniakmagnesia usw. zu finden sind. Auf diese in weiteren Kreisen in Vergessenheit geratenen Untersuchungen hatte der verstorbene Schroeder van der Kolk seinerzeit die Güte, den Verfasser aufmerksam zu machen. 1871 paßte H. Rosenbusch die Methode der qualitativen Analyse der mikroskopischen Untersuchung an, worauf 1877 Em. Bořický die chemischen Methoden in sehr allgemein anwendbarer Form und mit überraschend schönem Erfolg in die mikroskopische Mineralbestimmung einführte, und H. Behrens, A. Streng, K. Haushofer und viele andere diese zu einer eigenen Methode der Kristallanalyse erweiterten und vervollständigten. Die Anzahl der bei mikroskopischen Untersuchungen verwendbaren Reaktionen ist sehr groß und die Literatur über diesen Gegenstand so zerstreut, daß es nicht angeht, immer die betreffenden Autoren bei den einzelnen Reaktionen im Text aufzuführen. Es mögen daher die wichtigsten und umfassenderen Arbeiten über mikrochemische Untersuchungen hier vorangestellt werden, deren unvollständige Aufzählung sich durch die Zeitverhältnisse erklärt.

¹⁾ Z. D. G. G. 1872. 226—227.

²⁾ Sitzber. Warschauer Ges. Wiss. 1911. 38—41. Ref. Z. X. 54. 1915. 197.

- 1848/66. P. Harting, *Het Mikroskop*. 1848—50 und Fortsetzung 1858. Deutsche Originalausgabe. 2. Aufl. Braunschweig 1866. Bd. 2. 142—216.
1867. G. Rose, *Über Darstellung kristallisierter Körper mittelst des Lötrohres, und über Darstellung der Titansäure in ihren verschiedenen allotropischen Zuständen*. Monatsber. B. A. 1867. 129—147, 450—464.
1871. H. Rosenbusch, *Briefl. Mitteilung*. N. J. 1871. 914—918.
1877. E. Bořický, *Elemente einer neuen chemisch-mikroskopischen Mineral- und Gesteinsanalyse*. Arch. d. naturw. Landesdurchforschung v. Böhmen. 3. Prag 1877. 80 S.
1880. K. Haushofer, *Über die mikroskopischen Formen einiger bei der Analyse vorkommenden Verbindungen*. Z. X. 4. 1880. 42—56.
1882. H. Behrens, *Mikrochemische Methoden zur Mineralanalyse*. Akad. Versl. en Meded. 17. Amsterdam 1882. 27—73.
- 1883/85. K. Haushofer, *Mehrere Aufsätze in S. M. A.* 1883. 436 bis 448; 1884. 590—604; 1885. 206—226, 403—414.
1885. K. Haushofer, *Mikroskopische Reaktionen*. Braunschweig 1885. 162 S.
- 1885/1913. A. Streng, *Über einige mikroskopisch-chemische Reaktionen*. N. J. 1885. I. 21—42; 1886. I. 49—61; 1888. II. 142—150. S. a. Fuchs-Streng-Brauns, *Anleitung zum Bestimmen der Mineralien*. 4. Aufl. 1898. 69—108; 5. Aufl. 1907. 220 S.; 6. Aufl. 1913. 223 S.
1886. C. Klement und A. Renard, *Réactions microchimiques*. Bruxelles 1886.
- 1887/1908. W. Behrens, *Tabellen zum Gebrauch bei mikroskopischen Arbeiten*. 4. verbesserte Aufl. herausgegeben von E. Küster. Leipzig 1908. 245 S.
1891. H. Behrens, *Reaktionen für mikrochemische Mineralanalysen*. N. J. B. B. 7. 1891. 435—470.
1892. K. Haushofer, *Leitfaden für die Mineralbestimmung*. Braunschweig 1892. Besonders S. 24—58.
1892. L. Bourgeois, *Analyse microchimique. Extrait du Dictionnaire de Chimie de M. Wurtz. 2^e Supplément publié sous la direction de M. Friedel*. Paris 1892. 14 S.
1894. C. A. Mc. Mahon, *Notes on the micro-chemical analysis of rock-making minerals*. Min. Mag. 10. 1894. 79—122. Ref. Z. X. 25. 1896. 292—294.
- 1895/1900. H. Behrens, *Anleitung zur mikrochemischen Analyse*. Hamburg-Leipzig. 1895. 224 S. (2. Aufl. 1900).
1898. J. L. C. Schroeder van der Kolk, *Kurze Anleitung zur mikroskopischen Kristallbestimmung*. Wiesbaden 1898. 58 S.

- 1900/08. H. Behrens, Mikrochemische Technik. Hamburg-Leipzig 1900. 68 S.; 4. Aufl. 1908.
1906. F. Emich, Über die Anwendung von Gespinnstfasern in der mikrochemischen Analyse anorganischer Stoffe. Festschrift Adolf Lieben, 1906. 651—663.
1907. N. Schoorl, Beiträge zur mikrochemischen Analyse. Zeitschr. f. analyt. Chemie. **46.** 1907. 658—671; **47.** 209—234, 367 bis 389, 729—754; **48.** 209—231, 401—415, 593—611, 665 bis 678.
1910. F. Emich, Über Mikrochemie, mit besonderer Berücksichtigung der Arbeiten von H. Behrens, Ber. D. Chem. Ges. **43.** 1910. 10—45, mit zahlreichen Literaturangaben; s. auch Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte. Leipzig 1910. 136—146 und Chemikerzeitung 1911. 637—650.
1911. F. Emich, Lehrbuch der Mikrochemie. Wiesbaden 1911. 212 S.
1912. Handwörterbuch der Naturwissenschaften. Jena. Bd. II. 366 bis 373; Bearbeitung des Artikels „Mikroskopische Analyse“ von F. Emich.
1913. L. Duparc und A. Monnier, *Traité de technique minéralogique et pétrographique.* II 1. Les méthodes chimiques qualitatives. 372 S.
- 1915/21. Behrens-Kley, Mikrochemische Analyse von P. D. C. Kley. Zugleich 3. Auflage der Anleitung zur mikrochemischen Analyse von H. Behrens. Mit einem Atlas: Tabellen zur systematischen Bestimmung der Mineralien. Leipzig-Hamburg 1915. 368 und 136 S. Unveränderter Neudruck 1921.

Die Auflösung geschieht bei den Nicht-Silikaten nach bekannten Methoden, bei den Silikaten zum Teil nach E. Bořický mit Kieselflußsäure H_2SiF_6 . Statt der unbequemen und schwer rein zu erhaltenden Kieselflußsäure kann man bei Silikaten mit rascherem und im übrigen gleichem Erfolg reine Flußsäure anwenden. Hierzu hat H. V. Graber eine kleine Bleidose konstruiert¹⁾, die in Fig. 667 in wirklicher Größe abgebildet ist. Hier steht auf einem Dreifuß *D* von Blei ein Platinschüsselchen von halbkugelförmiger Form und 1 cm³ Inhalt. Die Aufschließung geschieht auf einfache Weise durch Beschickung der kleinen Bleidose mit roher rauchender Flußsäure, die überall erhältlich ist. Der Vorteil ihrer Verwendung gegenüber dem Flußspat-Schwefelsäure-Gemisch liegt teils in der größeren Sauberkeit, teils in dem Umstand, daß bei Anwendung von Schwefelsäure die Dose als Exsikkator wirkt und einen im Platinschälchen befindlichen Wassertropfen absorbiert. — Das Bořickýsche Verfahren wird im einzelnen in folgender Weise ausgeführt. Auf eine der auf S. 730 erwähnten von Kieselflußsäure usw. nicht angreifbaren

¹⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1905. 247—248.

Unterlagen bringt man ein oder mehrere etwa 1 cbmm große Stückchen der Substanz. Diese Körnchen bedeckt man mit einem etwa erbsengroßen Tropfen der Säure, deren Auseinanderfließen allenfalls dadurch vermieden werden kann, daß man einen Balsamring herumlegt. Die Kanadabalsamhaut bei den überzogenen Objektträgern darf nicht rissig sein, damit das Reagens nicht auf das Objektglas wirken kann.

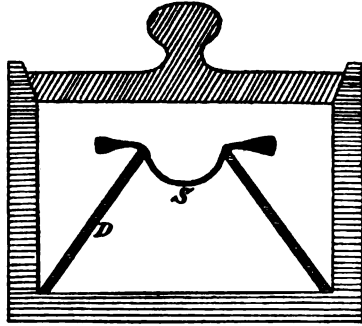


Fig. 667.

Bleidose zum Aufschließen nach H. V. Graber.

Die Kieselflußsäure muß absolut rein sein; sie darf bei Verflüchtigung keinen Rest hinterlassen. Man stellt sie entweder selbst dar, indem man das aus einer Mischung von Flußspat, Schwefelsäure und Quarzpulver in einer Bleiretorte entwickelte Fluorsilicium in eine mit Wasser gefüllte Platinschale leitet, oder die käufliche Kieselflußsäure durch Destillation reinigt. Sie wird am besten in einer Platinflasche aufbewahrt und tropfenweise mittelst eines ösenförmig gekrümmten Platindrahtes angewendet. Die zur Untersuchung bestimmte Mineralprobe muß möglichst vollständig von der Säure aufgelöst werden; andernfalls würden die beim Eintrocknen sich bildenden Kristallisationen in ihren relativen Mengen ein mehr oder weniger falsches Bild von der Zusammensetzung der untersuchten Probe geben. Man kann die spontan nur sehr langsame Verdunstung der Lösung beschleunigen und den Angriff des Reagenzes auf die Probe unterstützen, wenn man das Objektglas über (nicht etwa auf) eine ganz gelinde angewärmte Eisenplatte legt oder das oben S. 730 angegebene Verfahren mit der Heizschlinge anwendet oder ein sog. Strengsches Wasserbad benutzt. Dasselbe besteht aus einer kleinen Porzellanschale mit kochendem Wasser, die man mit einem Uhrglas bedeckt, auf das man wieder ein kleines umgekehrtes Pappschächtelchen legt. Soll die Flüssigkeit auf dem Objektträger schnell erwärmt werden, so legt man diesen Objektträger direkt auf das Uhrglas, andernfalls auf das Pappschächtelchen.

Beim Eintrocknen der Lösung entstehen charakteristische Kristallisationen der in der untersuchten Probe vorhandenen ein- und zweiwertigen

Metalle in der Form von Kieselfluoriden. Die Kieselfluorverbindung des Aluminiums ist gelatinös. Ist die Kristallisation etwa wegen zu raschen Eindampfens unvollkommen ausgefallen, so löst man entweder in Wasser oder in einem stark verdünnten Tropfen von Kieselflußsäure, überträgt auf ein reines Objektglas und läßt von neuem kristallisieren. War die Probe nicht vollständig gelöst, so behandelt man sie wiederholt mit einem neuen Tropfen Kieselflußsäure. Manche Silikate, zumal Glimmer, lassen sich selbst mit recht konzentrierter Kieselflußsäure nicht vollkommen aufschließen; man zersetzt dieselben dann zunächst in einem kleinen halbkugelförmigen Platinlöffel von etwa 1 cm Durchmesser mit Flußsäure, dampft hierauf unter Zusatz überschüssiger Kieselflußsäure zur Trockne ein, nimmt mit etwas destilliertem Wasser auf und läßt die Lösung auf einem Objektträger verdunsten. Dagegen genügt zur Unterscheidung von Sericit und Talk nach O. Hackl¹⁾ einfaches Kochen mit konzentrierter Salzsäure, um genügend Material in Lösung zu bringen und die Prüfung auf *K*, *Al*, *Mg* vorzunehmen.

Beabsichtigt man nicht, durch Darstellung der Kieselfluoride die in der Probe enthaltenen Metalle zu bestimmen, sondern die von Behrens und anderen vorgeschlagenen Kristallisationen zur Diagnose zu benutzen, so zersetzt man 0,5—1 mg des fein zerstoßenen Pulvers, wie oben angegeben, mit reiner Flußsäure (die man im Handel einwandfrei erhalten kann) und etwas Schwefelsäure. Man dampft auf dem Wasserbad unter Umrühren mit einem Platindraht zur Trockne ein, wiederholt, wenn nötig, die Operation zum vollständigen Aufschluß und raucht alsdann die trockene Haut von Fluoriden mit verdünnter Schwefelsäure ab. Es müssen reichlich graue Dämpfe von Schwefelsäure entweichen, wenn man sicher sein will, daß alles Fluorsilicium verjagt und alle Fluoride in Sulfate übergeführt wurden. Andererseits muß man sich hüten, die Verjagung der Schwefelsäure zu weit zu treiben, weil dann bei Gegenwart von Eisen und Tonerde schwerlösliche basische Salze entstehen. Nun löst man in destilliertem Wasser, dem, wenn nötig, eine Spur Schwefelsäure zugesetzt wird, unter Erwärmung und hat eine Sulfatlösung der Basen, welche die Probe enthält. Diese werden vermitteltst Kapillarpipetten in kleinen Tröpfchen auf Objektgläser gebracht, um darin nun durch direkten Zusatz der Reagenzien die gewünschten charakteristischen Kristallisationen hervorzurufen. Sollen die Reagenzien nur langsam einwirken, so bringt man einen Tropfen derselben neben den Probetropfen und läßt beide dadurch, daß man sie vermitteltst eines Stückchens von einem Glasfaden verbindet, ineinanderfließen. — Als weitere Aufschlußmittel sind neben der Sodaschmelze Natriumperoxyd und Bleioxyd²⁾, die aber Platin stark angreifen, zu empfehlen.

¹⁾ Verh. K. K. geol. Reichsanst., Wien, 1918. Nr. 10; Ref. Zeitschr. f. wiss. Mikrosk. 35. 1918. 285.

²⁾ R. Canaval, Zeitschr. f. prakt. Geol. 18. 1910. 460—461; Ref. N. J. 1913. I. 415.

Eine mikroskopische Fällung der Schwermetalle durch Schwefelwasserstoff erfolgt nach A. Streng folgendermaßen¹⁾: Ein Tropfen der zu fallenden Lösung wird auf einen Objektträger gebracht und hier, ohne den Tropfen selbst zu berühren, mit einem sehr kleinen Deckgläschen überdeckt, an dessen Seite mit Balsam kleine Füßchen von Kork befestigt sind; hierdurch soll der Tropfen vor dem Bespritzen durch die H₂S entwickelnde Lösung geschützt werden. In die Nähe bringt man auf dem gleichen Objektträger einen Tropfen einer Lösung von Schwefelnatrium und bedeckt beide mit einem Uhrgläschen, dessen Rand man durch 1—2 Tropfen Salzsäure abschließt. Zur Einleitung der Reaktion verschiebt man diesen feuchten Ring bis zur Berührung mit dem Schwefelnatrium-Tropfen.

Von der Methode der Lösung der Mineralien durch den Prozeß des Aufschließens macht man bei der Lötrohranalyse bekanntlich in den sog. Perlenreaktionen Gebrauch; dieselben sind von W. Florence²⁾ in mikrochemischem Sinne ausgearbeitet worden³⁾.

P. Gaubert⁴⁾ benutzt die Färbung gewisser in Schwefelsäure gelöster organischer Stoffe wie Morphin, Kodein, α - und β -Naphtol, Resorzin, Phenol, Papaverin usw. durch Titan-, Niob-, Tantal-, Zinn-, Molybdän- und andere Säuren, wie sie schon früher von L. Lévy⁵⁾ beschrieben worden war, zur Charakterisierung der Mineralien, die diese Säuren enthalten. Er bringt das nicht weiter aufgeschlossene, sondern nur sehr fein gepulverte Mineral, das die betreffende Säure enthält, in die Sulfatlösung und unterscheidet an der Art der Färbung z. B. Zinnstein und Rutil oder an der Schnelligkeit der Färbung die Titansäure in Rutil, Anatas, Brookit, Titaneisen, Titanit und Perowskit.

Im folgenden sind die erprobten Reaktionen auf die wichtigsten Grundstoffe zusammengestellt und einige zur Bestimmung der erzielten Kristallisationen zu verwendende optische Diagnosen angefügt, welche letztere leider von den Autoren hier und da zu wenig berücksichtigt wurden. — Bei den literarischen Ergänzungsstudien zu dem nächsten Paragraphen und bei der Prüfung der neu vorgeschlagenen Reaktionen auf ihre Zuverlässigkeit hatte ich mich auch der assistierenden Tätigkeit des Herrn Dr. J. Kratzert zu erfreuen.

205. Einzelreaktionen.

Kalium. Beim Eintrocknen des kieselflußsauren Aufschlusses bilden sich isotrope, schwach lichtbrechende wasserhelle Würfel, Oktaëder oder

¹⁾ N. J. 1893. I. 49.

²⁾ N. J. 1898. II. 102—146.

³⁾ s. auch K. Haushofer, Verhalten der Silikate im Phosphorsalz. S. M. A. 19. 1889.

⁴⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 33. 1910. 324—326; Ref. N. J. 1911. II. 165.

⁵⁾ C. R. 103. 1886. 1074, 1195.

Kombinationen dieser Formen untereinander und mit dem Rhombendodekaëder von K_2SiF_6 (Taf. VII Fig. 2 und 3)¹⁾. Gelegentlich entstehen, zumal bei hohem Na-Gehalt und aus konzentrierter Lösung, stark doppelbrechende, anscheinend rhomboëdrische, in Wirklichkeit monokline Kriställchen mit kleinem Winkel der optischen Achsen und positivem Charakter. Löst man diese in heißem Wasser und läßt wieder auskristallisieren, so erhält man sofort die normalen Gestalten; bisweilen kehrt aber die monokline Modifikation hartnäckig wieder²⁾. — In der mit Flußsäure aufgeschlossenen, salzsauren oder schwefelsauren Lösung entstehen mit Platinchlorid scharf ausgebildete gelbe Oktaëder, seltener Würfel oder kombinationsreiche Kriställchen von Kaliumplatinchlorid (K_2PtCl_6) von hoher Lichtbrechung. — Ammonium, Rubidium und Caesium geben dieselbe Reaktion. Zur Unterscheidung von Kalium und Caesium von Rubidium kann Zinnchlorür, von Kalium und Rubidium von Caesium kann Platinchlorür dienen, worüber bei A. Streng³⁾ näheres zu finden ist.

Ammoniak wird vollkommen einwandfrei bestimmt, wenn man nach A. Streng⁴⁾ einen Tropfen Platinchlorid auf den Objektträger und daneben einen Tropfen der auf Ammoniak zu prüfenden Lösung bringt. Zu dieser fügt man etwas Ätzalkali und bedeckt sofort beide Tropfen — Platinchlorid und Lösung — mit einem kleinen Uhrglas, das über die Ränder des Objektträgers nicht hinausragt. Das etwa vorhandene Ammoniak wird frei, diffundiert in die Platinchloridlösung und bildet hier die bekannten gelben Oktaëder des Ammonium-Platin-Doppelsalzes. Der Schroeder van der Kolksche Mikro-Exsikkator (S. 730) ist hier ebenfalls zu verwenden.

Natrium. Aus kieselflußsaurer Lösung entstehen beim Eintrocknen hexagonale Kombinationen (Taf. VI Fig. 6 und Taf. VII Fig. 1) ($10\bar{1}0$) (0001) oder ($10\bar{1}0$) ($10\bar{1}1$) von Na_2SiF_6 . Diese Bořickýsche Probe ist selbst bei sehr kleinen Mengen überaus scharf und sicher. Die Kristalle liegen bald auf der Prismenfläche, bald auf der Basis, sind farblos, sehr schwach licht- und doppelbrechend, mit negativem Charakter. Die Pyramide ist recht stumpf ($10\bar{1}1$):($10\bar{1}\bar{1}$) = $113^\circ 54'$. Die Kriställchen pflegen umso länger zu werden, je kalkreicher die Lösung ist. — A. Streng⁵⁾ schlug die Fällung des Natrons aus seinen Lösungen mit essigsäurem Uranoxyd als essigsäures Uranoxydnatron in Tetraëdern und tetraëdrischen Kombinationen von hellgelber Farbe vor. Das käufliche Reagens ist natronhaltig und das gereinigte nimmt nach längerer Zeit aus dem Glase

¹⁾ E. Bořický, N. J. 1879, 564.

²⁾ Vergl. B. Frosterus, T. M. P. M. 13. 1892. 183.

³⁾ N. J. 1888. II. 146—148.

⁴⁾ N. J. 1893. I. 49.

⁵⁾ Ber. Oberhess. Ges. f. Natur- u. Heilk. 1885. 56—58; N. J. 1885. I. 34—37. 1888. II. 149.

wieder Natrium auf, weshalb es besser ist, das feste, pulverisierte Salz aufzubewahren und davon jedesmal einige Körnchen zu nehmen. Der Nachweis durch Spektralanalyse ist wegen der Ubiquität des Natriums nicht leicht einwandfrei zu führen.

Lithium. Aus kieselflußsaurer Lösung scheiden sich beim Eintrocknen stumpfe monokline Kombinationen von hexagonalem Habitus (Taf. VII Fig. 4) oder Sphärokristalle aus. Diese Bořickýsche Reaktion wird von Behrens nicht empfohlen. Besser ist in der Tat die Behrensche Reaktion, die mit Ammoniumfluorid Würfel und im Überschuß angewendet rechtwinklige Rosetten ausfällt. — Aus schwefelsaurer Lösung erhält man nach Entfernung des Gipses mit kohlensaurem Kali schneeflockenähnliche oder deutlicher monokline Kristalle mit oft rechteckigem Querschnitt von Lithiumkarbonat (Behrens 1881). Nach Haushofer (1884) fallen aus neutraler, nicht zu verdünnter Lösung bei hoher Temperatur nach Zusatz von Natriumphosphat Durchkreuzungszwillinge von spindelförmigen Kriställchen und sternähnliche Gruppierungen von $\text{Li}_3\text{PO}_4 + \text{H}_2\text{O}$ aus. Die sehr kleinen Kriställchen wurden von C. A. Mc. Mahon optisch näher untersucht¹⁾. — Die spektralanalytische Untersuchung macht jede Kristallreaktion unnötig oder läßt die letztere nur als wünschenswert erscheinen, wenn es sich darum handelt, Anhaltspunkte über die relativen Mengen dieses Li-Bestandteils zu erhalten.

Barium. Die Kriställchen, die sich aus kieselflußsaurer Lösung ausscheiden, sind sehr undeutlich und wenig charakteristisch. Beim Aufschluß mit Flußsäure und Schwefelsäure bleibt Barium als Sulfat ungelöst. Bringt man diesen Rückstand durch kochende Schwefelsäure in Lösung, so fallen aus einem auf dem Objektglas sich abkühlenden Tropfen, lange ehe Gips auskristallisiert, teils fast rektanguläre Kristalltafeln, teils andreaskreuzartige Wachstumsformen aus. — Schließt man den unlöslichen Rückstand nicht mit kochender Schwefelsäure, sondern durch Schmelzen mit Alkalikarbonat auf, wäscht aus, bis das Waschwasser nicht mehr auf Schwefelsäure reagiert, löst den Rückstand in Salzsäure oder Salpetersäure, so entstehen nach Haushofer (1884) in der Lösung bei langsamem Zusatz von Kaliumchromat blaßgelbe Kristalle und Kristallskelette, die denen des Bariumsulfats aus kochender Schwefelsäure in der Form durchaus ähneln. Da hierbei auch Strontium gefällt werden kann, ist es nach Behrens besser, die Fällung mit Kaliumbichromat bei Gegenwart von Natriumacetat in essigsaurer Lösung vorzunehmen. Bei großem Überschuß von Natriumacetat und in der Siedehitze scheidet sich auch das Strontiumsalz aus. Man kann also unter Einhaltung dieser Bedingungen Barium neben Strontium nachweisen. Ferner läßt sich Barium zum Unterschied von Calcium und Strontium in schwach salzsaurer Lösung mittelst Kieselfluorammonium als Kieselfluorbarium in

¹⁾ Min. Mag. 10. 1893. 229—233.

gut ausgebildeten Stäbchen mit schiefer Endfläche erhalten. — Setzt man nach Streng (1885) zu der Lösung von Chlorbarium statt Kaliumchromat eine Lösung von Ferrocyankalium, so fallen beim Eintrocknen hellgelbliche Rhomboëder von Ferrocyanbarium-Kalium.

Strontium kristallisiert aus kieselflußsauren Lösungen beim Eintrocknen in scharfkantigen und ebenflächigen Säulchen oder Blättchen des monoklinen Systems ($\text{SrSiF}_6 + 2\text{aq}$), die dem Kieselfluorcalcium sehr ähneln. Bei der Behandlung mit Schwefelsäure entstehen rhombische Tafeln des Strontiumsulfats, was zur Unterscheidung vom Kalksalz dient. — Bei der Aufschließung mit Flußsäure und Schwefelsäure bleibt das Strontium im unlöslichen Rückstand. Aus der siedenden schwefelsauren Lösung kristallisieren rhombische Tafeln von Cölestin. — Wird der Rückstand mit Alkalikarbonat geschmolzen und behandelt, wie bei Barium angegeben wurde, so fallen aus der verdünnten neutralen Lösung nach Zusatz von Oxalsäure wasserhelle quadratische Kristalle des Strontiumoxalats von oktaëdrischem Habitus aus; bei Gegenwart von Calcium ist die Reaktion nicht charakteristisch.

Calcium. Aus kieselflußsauren Lösungen scheiden sich beim Eintrocknen monokline Kristalle von $\text{CaSiF}_6 + 2\text{aq}$ ab, die überaus mannigfache Formen annehmen. Bald sind es spießige, dornähnliche, auch verästelte Gruppen und Einzelkristalle, bald rhomboidale Täfelchen, am häufigsten spindelförmige Individuen von nicht sehr starker Doppelbrechung (Taf. VII Fig. 5 u. 6). Sehr charakteristisch ist für alle Formen der Mangel geradliniger und die Neigung zu krummliniger Begrenzung. Auf Zusatz von verdünnter Schwefelsäure werden sie zersetzt, und es entstehen an ihrer Stelle die langprismatischen Kristalle des Gipses. — Bei Anschluß mit Fluß- und Schwefelsäure geht, sobald der Kalkgehalt des Silikats ein bedeutender ist, nur ein Teil des Calciumsulfats in Lösung; bei geringem Gehalt und einem Überschuß verdünnter Schwefelsäure geht aller Kalk ohne Rückstand in Lösung, und es scheiden sich dann am Rande des Tropfens die charakteristischen Säulchen und Blättchen des Gipses (110) (010) ($11\bar{1}$), zumeist auf (010) liegend, in Einzelkristallen, Berührungs- und Durchkreuzungszwillingen oder in sternförmigen Gruppen aus (Taf. VIII Fig. 2). Man beschleunigt die Ausscheidung des Gipses, wenn man das Präparat mit einem Pappschächtelchen überdeckt, in das man einen Tropfen Alkohol gegossen hatte. In der Gipsbildung hat man die empfindlichste und sicherste Reaktion auf Ca. — Über den Nachweis von Calcit in Zeolithen vergl. St. J. Thugutt¹⁾, über den von Gips und Anhydrit in Kalkstein und Dolomit F. Tučan²⁾.

¹⁾ Sitzber. Warschauer Ges. Wiss. 1911. 38—41; Ref. Z. X. 54. 1915. 197.

²⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1908. 134—136; Ref. Z. X. 49. 1911. 415.

Zur Unterscheidung des Calciumkarbonats in der Form des Kalkspats und des Aragonits dienen zwei von W. Meigen¹⁾ angegebene Reaktionen. Nach der einen kocht man fein gepulverten Aragonit mit einer verdünnten Lösung von Kobaltnitrat und erhält alsbald ein helllila, nach längerem Kochen dunkel-lila gefärbtes Pulver. Behandelt man Kalkspat in der gleichen Weise, so bleibt er farblos oder wird erst nach 5 bis 10 Minuten langem Kochen hellblau. St. Kreutz hat die Anwendbarkeit dieser Reaktion auf alle rhombischen und rhomboëdrischen Carbonate ausgedehnt²⁾. Nach der andern Reaktion läßt man eine kalte konzentrierte Lösung von Mohrschem Salz $[(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4 \cdot \text{FeSO}_4 + 6\text{aq}]$ auf Kalkspat einwirken, der das in der Lösung durch Luftoxydation entstandene Eisenoxyd mit gelber Farbe niederschlägt, während Aragonit sehr bald einen dunkelgrünen Niederschlag von Eisenhydroxyduloxyd erzeugt³⁾. Bei Aragonit, der durch einen Eisengehalt oder durch andere Beimengungen gefärbt ist, kann die Meigensche Reaktion versagen. In diesem Fall empfiehlt Thugutt⁴⁾ die Anwendung einer wässrigen Kongorotlösung (1 : 1000) oder einer alkalischen Alizarinlösung (1 : 1000 $\text{H}_2\text{O} : 1 \text{HNaO}$) oder noch besser die Reaktion mit Silbernitrat und Kaliumchromat. Der grelle Farbenton des Silberchromatüberzugs ermöglicht auch bei dunkelgefärbtem Aragonit dessen Erkennung und Unterscheidung von Calcit.

Magnesium. Aus kieselflußsaurer Lösung kristallisiert $\text{MgSiF}_6 + 6\text{aq}$ in rhomboëdrischen Kristallen, die am häufigsten die Kombination, $(11\bar{2}0)$ $(10\bar{1}1)$, seltener $(10\bar{1}1)$ $(11\bar{2}0)$ oder $(10\bar{1}1)$ (0001) zeigen. Sie sind stets sehr scharfkantig und ebenflächig, von mittlerem Brechungsvermögen, stark doppelbrechend, mit positivem Charakter, polarisieren meist in den grellen Farben der 2. Ordnung und zeigen bei geeigneter Lage ein sehr deutliches Interferenzbild. Sie sind farblos (Taf. VIII Fig. 1). — In hohem Grade charakteristisch ist die Bildung der Struvitkristalle $(\text{NH}_4\text{MgPO}_4 + 6\text{aq})$ mit ihren sargdeckelähnlichen hemimorphen Formen (Taf. VIII Fig. 4 und 5), die von O. Richter⁵⁾ näher untersucht wurden, und an deren natürlichem Vorkommen O. B. Böggild die optischen Eigenschaften bestimmte⁶⁾. Man erhält die Kristalle in vollkommenster Ausbildung aus stark verdünnter Lösung, der man Salmiak und Ammoniak bis zu deutlich basischer Reaktion zusetzt. Man bringt direkt ein Körnchen Phosphorsalz an den Rand der Lösung oder setzt ein Körnchen Natriumphosphat zu. Die

¹⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1901. 577—578; Ber. d. oberrh. geol. Ver. 1902. 31—33; s. auch C. Doelter, Handb. 1911. S. 109.

²⁾ T. M. P. M. 28. 1909. 487—488; Ref. Z. X. 50. 1912. 426.

³⁾ S. auch G. Wyruboff, Bull. Soc. Min. Fr. 24. 1901. 371—373. 25. 1902. 70—71. Ferner R. Panebianco, Rivista di Min. e Crist. 23. 1902. 5.

⁴⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1910. 786—790; Ref. Z. X. 53. 1914. 494; s. auch Comptes Rendus Soc. Sc. Varsovie. 5. 1912. 93—103, polnisch mit französischem Auszug.

⁵⁾ T. M. P. M. 20. 1901. 89—98.

⁶⁾ Meddelelser fra Dansk geol. Vereening. 13. 1907. 32.

Kriställchen scheiden sich langsam in der Kälte aus, rasch beim Erwärmen. Doch entstehen in dem letzteren Fall leicht sehr unsicher erkennbare Wachstumsformen; ebenso bilden sich diese anfangs aus konzentrierten Lösungen, und erst nach dem Ausscheiden der Hauptmenge des Salzes fallen die charakteristischen Kristalle aus. Bei mittlerem Brechungsvermögen ist die Doppelbrechung schwach.

Zur Unterscheidung der reinen und magnesiumarmen Calcite einerseits, der Dolomite und magnesiumreichen Calcite andererseits, bedient sich G. Linck¹⁾ einer Lösung von phosphorsaurem Ammon in verdünnter Essigsäure. Schon bei einem Gehalt von 12—15% $MgCO_3$ hört die Einwirkung der Essigsäure auf das Karbonat auf, weil sich dieses rasch mit einer Haut von Magnesiumphosphat überzieht. Linck stellte die von ihm benutzte Lösung dadurch her, daß er 20 ccm offizineller Phosphorsäure schwach mit Ammoniak übersättigte, mit ca. 30 ccm offizineller Essigsäure mischte und diese Mischung auf etwa 100 ccm mit destilliertem Wasser verdünnte.

Dolomit und Calcit lassen sich auch durch ihre verschiedene Löslichkeit in 10prozentiger Aluminiumchloridlösung unterscheiden²⁾; Dolomit wird nur sehr langsam angegriffen. Schließlich kann man auch eine salzsaure Ferricyankaliumlösung zur Unterscheidung und gleichzeitig zum Nachweis von FeO benutzen³⁾. Brauchbar erweist sich eine solche Lösung, die auf 3 ccm $\frac{1}{10}$ n-Salzsäure einige Tropfen einer Ferricyankaliumlösung enthält. Dolomit färbt sich deutlich blau, Calcit bleibt ungefärbt.

Beryllium. Die natürlichen Berylliumverbindungen sind durch Aufschließen mit Alkalikarbonat in Lösung überzuführen. Löst man den Aufschluß in Salzsäure, nachdem er zuvor mit heißem Wasser ausgelaugt wurde, so fallen nach Haushofer (1884) aus einem Tropfen der salzsauren Lösung nach Zusatz von Platinchlorid beim Eintrocknen über Schwefelsäure scharfe quadratische und oktagonale, fast farblose Tafeln von $BePtCl_6 + 8aq$ mit optisch negativem Charakter aus. — Eine andere, von Behrens (1891) angegebene Reaktion, besteht in der Darstellung des Kalium-Berylliumoxalats $K_2C_2O_4 \cdot BeC_2O_4$, das auf Zusatz von Kaliumoxalat in mäßigem Überschuß zu einer konzentrierten Lösung von Berylliumoxalat in Form dicker, stark lichtbrechender, monokliner Kristalle mit gipsähnlicher Verzwilligung entsteht.

Eisen. Aus kieselflußsaurer Lösung fallen beim Eintrocknen Kristalle von $FeSiF_6 + 6aq$, die vollständig isomorph mit dem Magnesium-

¹⁾ Inaug.-Diss. Straßburg i. E. 1884. Abh. geol. Spezialkarte von Elsaß-Lothringen. Bd. III. Heft 1. 17; s. auch Ber. Oberrh. Geol. Ver. 16. 1883. 11—13.

²⁾ J. Lemberg, Z. D. G. G. 40. 1888. 357. E. A. Wülfig, Jahresh. d. Ver. f. vaterl. Naturk. i. Württ. 56. 1900. 19—20.

³⁾ K. Kreh, Jahrb. K. Pr. Geol. Landesanst. 1909. I.; s. auch W. Heeger. Zentralbl. f. Min. usw. 1913. 44—51.

salz sind und dieselben optischen Eigenschaften haben. Zur Unterscheidung dient das Befeuchten mit Ferrocyankalium oder Schwefelammonium; im ersten Falle werden sie blau, im zweiten schwarz. — Sehr leicht erkennbar sind auch die amorphen Niederschläge mit Ferrocyankalium oder Ammoniak.

Will man auf das Vorhandensein von gediegen Eisen in einem Präparat prüfen, so bedeckt man dieses nach A. E. Törnebohm¹⁾ mit etwas Kupfervitriollösung, aus der sich bei Anwesenheit von metallischem Eisen auf diesem eine Haut von metallischem Kupfer niederschlägt. — A. von Lasaulx²⁾ empfiehlt, um die Verwechslung mit Rostüberzügen zu vermeiden, die Anwendung der zur mechanischen Trennung der Mineralien benutzten Lösung von Cadmiumborotungstat, die sich durch Reduktion in der Umgebung von metallischem Eisen tief violett färbt. Zink und Kupfer würden dieselbe Wirkung haben und dürfen also nicht zugegen sein.

Mangan. Aus kieselflußsaurer Lösung entstehen Kristalle von $MnSiF_6 + 6aq$, die isomorph mit dem Mg-Salze sind und dieselben optischen Eigenschaften zeigen wie dieses. Bei einiger Dicke sind sie hellrosa. Zur Unterscheidung dient die rötliche bis bräunlichweiße Färbung des Mangankieselfluorids beim Befeuchten oder besser Behauchen mit Schwefelammonium. Die beste und empfindlichste Reaktion bleibt immer die jedem Mineralanalytiker geläufige Grünfärbung der Soda-Salpeterschmelze durch Natriummanganat.

Nickel. Aus kieselflußsaurer Lösung bilden sich beim Eintrocknen mit dem Mg-Salze isomorphe und dasselbe optische Verhalten zeigende Kristalle von $NiSiF_6 + 6aq$. Sie sind hellgrünlich. Aus schwefelsaurer Lösung entstehen beim Zusatz von Kieselflußsäure und Eintrocknen gern Sphärokristalle mit dem Interferenzkreuz zwischen gekreuzten Nicols, oft auch mit farbigen Ringen. Nach Schroeder van der Kolk³⁾ erhält man sehr charakteristische Kristallisationen, wenn man einen Tropfen des Nickelsalzes mit einem Tropfen Anilin etwa im Mikroexsikkator verdunsten läßt. Es sind bald runde Scheibchen, die aus radial gestellten, gerade auslöschenden Nadelchen bestehen mit dem größten Vektor (α) in der Längsrichtung, bald Rhomben mit Winkeln von 100° und dem größten Vektor in der Richtung der längeren Diagonale. Auch zeigen sich schief abgestumpfte Stäbchen, die dadurch auffallen, daß sie wegen großer Bisectrix-Dispersion im weißen Licht nie auslöschten. Die Auslöschungsschiefe beträgt für Rot (Kupferoxydulglas) 39° — 40° , für Blau (Kobaltglas) 32° — 39° . — Weitaus am zuverlässigsten ist das aus schwach essigsaurer oder ammoniakalischer Lösung durch Zusatz von

¹⁾ Bihang till Svenska Vet. Akad. Handl. 5. 1878. Nr. 10. 7.

²⁾ Sitzungsber. niederrh. Ges. Bonn. 39. 1882. 212.

³⁾ Zeitschr. f. wiss. Mikrosk. 10. 1893. 451—453.

festem Dimethylglyoxim erhaltene rote, pleochroitische, nadelförmige Nickelglyoxim¹⁾. Kobalt gibt keine ähnliche Reaktion, stört also nicht.

Kobalt. Die aus kieselflußsaurer Lösung fallenden Kristalle von $\text{CoSiF}_6 + 6\text{aq}$ haben alle Eigenschaften des isomorphen Magnesiumsalzes, zeigen aber oft mehr rhomboëdrischen als prismatischen Habitus und sind rötlich bis bräunlichgelb gefärbt.

Eine charakteristische Reaktion auf Kobalt hat O. Richter angegeben²⁾, indem er den mit Struvit isomorphen Kristallen von $\text{Co}(\text{NH}_4)\text{PO}_4 + 6\text{H}_2\text{O}$ durch zweiprozentige Kalilauge oder Alkohol oder Glycerin oder auch nur durch Erhitzen Wasser entzieht und dadurch Blaufärbung hervorruft. Ebenfalls sehr charakteristisch sind die aus ammoniakalischer Lösung durch Kaliumnitrit und Essigsäure erhaltenen dunkelgelben Oktaëder von Kaliumkobaltnitrit, die zur Unterscheidung von Nickel dienen.

Chrom. Die in den Gesteinen vorkommenden Chromverbindungen (Chromit, Picotit, Chromdiopsid) sind wegen ihrer sehr schweren Angreifbarkeit leicht zu isolieren und auf ihren Chromgehalt durch die bekannte Perlenfärbung zu prüfen. Um Kristallreaktionen zu erhalten, muß das Chrom zuvor in lösliches Alkalichromat übergeführt werden. Man schmilzt nach Haushofer (1884) am Platindraht mit Fluorkalium im Oxydationsfeuer, löst das Schmelzprodukt in einem Tropfen Wasser, säuert schwach mit Salpetersäure an und fügt Silbernitrat zu. Es bilden sich rhombische Täfelchen, deren spitzer Winkel etwa 72° beträgt und deren stumpfe Kante oft durch ein Pinakoid abgestumpft erscheint; auch werden Wachstumsformen beobachtet. Die Kristalle sind stark lichtbrechend und haben im durchfallenden Licht bei hinreichender Dünne hyazinthrote Farbe. Neben den rhombischen Tafeln erscheinen auch rektanguläre und quadratisch begrenzte Täfelchen.

Aluminium. Tonerde scheidet sich aus kieselflußsaurer Lösung gelatinös aus (Taf. VII Fig. 1). Zur Unterscheidung des kolloidalen Tonerdegels von Diaspor, Hydrargillit, Kaolin und Limonit in Beauziten bedienen sich C. Doelter und E. Dittler³⁾ einer konzentrierten Lösung von Methylenblau-Säurefuchsin, die von den Kolloiden des Präparats aufgenommen wird, von den übrigen Gemengteilen aber nicht. — Aus schwefelsaurer Lösung fallen nach Behrens (1881) nach Zusatz einer winzigen Quantität von Caesiumchlorid oder Caesiumsulfat scharfe und große, stark lichtbrechende, reguläre Kristalle von Caesiumalaun aus. Dieselben zeigen vorwiegend die Formen (111), (111) (100) (Taf. VIII Fig. 3), seltener und zumal aus neutraler Lösung (100). Die Kristalle zeigen niemals die sonst so häufigen optischen Anomalien der Alaune (siehe die Erklärung

¹⁾ L. Tschugaëff, Ber. d. D. Chem. Ges. **38**. 1905. 2520—2522.

²⁾ T. M. P. M. **20**. 1901. 99—109.

³⁾ Zentrabl. f. Min. usw. 1912. 19—22.

in § 72, S. 214). Ist die Lösung zu konzentriert, so entstehen vielverzweigte Wachstumsformen; man löst in Wasser und läßt wieder eintrocknen. Ein zu großer Überschuß an Schwefelsäure verzögert die Bildung der Kristalle, man stumpft dann am besten durch Zusatz von Natriumacetat ab.

Cerium. Aus verdünnten Lösungen des Ceriumsulfats oder Chlorids entsteht nach Haushofer (1883) bei Zusatz von Oxalsäure oder Ammoniumoxalat ein Niederschlag, der, anfangs flockig, bald deutlich kristallin wird und aus feinen, beiderseits zugespitzten, oft auch gegabelten und gezähnten Prismen besteht, die sich bei einiger Konzentration gern zu radialen Gruppen ordnen. Die Kriställchen löschen schief aus und sind stark doppelbrechend. Aus heißen, sehr verdünnten Lösungen fallen dünne rhomboidale Tafeln, deren spitzer ebener Winkel etwa 86° beträgt, und die oft rechtwinklig durcheinanderwachsen; sie scheinen monoklin zu sein. Nach Behrens eignet sich an Stelle des Oxalats besser das Ammoniumsuccinat zum Nachweis und zur Trennung von Ce, La, Pr, Nd, Sm.

Thorium. Aus einer wäßrigen Lösung des Sulfats kristallisieren dick-prismatische Kristalle des $\text{Th}(\text{SO}_4)_2 + 3\text{H}_2\text{O}$, die von der ähnlichen Ceritverbindung durch Zusatz von basischem Ammoniumkarbonat unterschieden werden. Das Thoriumsalz löst sich in einem Überschuß dieses Reagenzes auf, während die Ceritmetalle als Karbonate gefällt werden (Behrens 1891). — Zum Nachweis sehr kleiner Mengen von Thorium neben andern Elementen empfiehlt Behrens-Kley (1915) die Fällung des Thallothoriumkarbonats in Form kleiner scharfer rautenförmiger Blättchen von 70° spitzem Winkel mit schwacher Doppelbrechung und dem Lichtvektor α in der Richtung der längeren Diagonale.

Yttrium. Aus verdünnten heißen, neutralen oder schwach schwefelsauren Lösungen fallen nach Haushofer (1883) bei Zusatz von Oxalsäure sehr mannigfach gestaltete, stark doppelbrechende Kristalle, nämlich: 1. gipsähnliche, schief auslöschende Blättchen; 2. rhomboëderähnliche, spitze, wohl auch monokline Formen; 3. kleine rechtwinklige Lamellen, die an den Enden oft gegabelt und gezähnt sind und zu gitterförmigen Gruppen verwachsen; ihre Auslöschung liegt parallel zur Längsseite; 4. kürzere oder längere kannelierte Säulchen, die sich, wenn sie aufrecht stehen, als dem rhombischen System zugehörige Sechslinge nach dem Typus des Aragonits erweisen. Die seltenen einfachen Kristalle dieser Form zeigen auf der Basis den spitzen ebenen Winkel von $(110) : (1\bar{1}0)$ zu 72° — 73° . Daneben entstehen stets lang-dornenförmige Kristalle mit rechtwinklig ansetzenden dornenförmigen Nebenindividuen; 5. quadratische und oktagonale dünne Täfelchen, die sich oft zu dicktafelförmigen oder kugeligen und knospenförmigen Aggregaten gruppieren. Die Tafeln sind im parallelen Licht isotrop, also wohl quadratisch. Die

Formen 1 und 2 gehen in der Lösung allmählich in die Formen 4 und 5 über. — Verdunstet man die Lösung von Yttriumsulfat auf dem Objektgläschen bis zur Kristallbildung und läßt dann einen Tropfen konzentrierter Oxalsäure hinzutreten, so bilden sich auf den Kriställchen die kugligen und knospenförmigen Aggregate der Form 5, und mit abnehmender Wirkung des Reagenzes immer reiner die quadratischen Tafeln. — Auch durch Zusatz von oxalsaurem Ammoniak zu Yttriumsulfatlösungen entstehen quadratische und oktagonale Blättchen des tetragonalen Systems.

Erbium verhält sich bei analoger Behandlung genau wie Yttrium. Eine Reaktion zur Unterscheidung von Yttrium und Erbium ist von Pozzi-Escot und Couquet¹⁾ angegeben worden. Hiernach sollen die Yttriumsalze mit Ammoniumchromat in wenigen Minuten hexagonale, längliche Kristalle geben, während die Erbiumsalze mit dem gleichen Reagens schlechte oder keine Kristalle entstehen lassen.

Chlor. Der Nachweis wird hauptsächlich bei den Mineralien der Sodalithgruppe wichtig. Man bringt die gepulverte Substanz in den kleinen halbkugelförmigen Platintiegel und übergießt mit etwas konzentrierter Schwefelsäure. Der Tiegel wird mit einem kleinen Deckgläschen bedeckt, an dessen unterer Fläche ein Tropfen Wasser hängt, während auf der oberen Fläche ein Tropfen Wasser zur Kühlung dient. Man erwärmt mäßig und fängt die entweichende Salzsäure in dem Tropfen am Deckgläschen auf. Nach Entfernung des Kühltropfens wird das Deckgläschen abgehoben und der daran hängende Tropfen mit dem Destillat auf ein Objektglas übertragen. Bringt man nun nach Behrens (1881) in die Mitte desselben ein Körnchen Thalliumsulfat, so bilden sich Oktaëder und die Kombinationen von (111) (110) des Thalliumchlorids. Dieselben sind stark lichtbrechend und durch Totalreflexion bei schwachen Vergrößerungen nahezu undurchsichtig. Sehr empfindlich ist die Chlorreaktion durch Bildung des Thalliumplatinchlorids Tl_2PtCl_6 bei Zusatz von einer Spur Platinsulfat zur Thalliumchloridlösung (Behrens-Kley 1915). — Oder man fällt nach Haushofer (1884) in dem Tropfen mit Silbernitrat käsiges Chlorsilber, setzt starke Ammoniakflüssigkeit zu und erhält nach dem Eintrocknen die stark lichtbrechenden regulären Kriställchen (111) und (100), seltener mit (110) des Chlorsilbers. — Man vergleiche auch die Graeffsche Reaktion auf S. 737.

Fluor. Fluorhaltige Silikate destilliert man mit Schwefelsäure, wenn sie in dieser löslich sind. Ist das nicht der Fall, so schließt man im Platintiegelchen mit dem doppelten Volumen Soda auf, dampft die geschmolzene Probe mit Essigsäure bis zur Trockne ab, um das spätere Spritzen zu vermeiden, befeuchtet mit Schwefelsäure und bedeckt das Tiegelchen mit einem konvexen Platindeckelchen. An der nach unten

¹⁾ C. R. 130. 1900. 1136.

gewandten konvexen Seite wird ein Tropfen Wasser zur Aufnahme des durch mäßige Erwärmung zu erhaltenden Destillats gehängt, und oben auf der konkaven Seite Wasser zur Kühlung aufgefüllt. Bringt man nun den Tropfen mit dem destillierten Fluorsilicium auf ein mit Kanadabalsam überzogenes Objektglas, so gibt ein Zusatz von Chlornatrium beim Eintrocknen die hexagonalen, oben beschriebenen Kriställchen von Na_2SiF_6 . — Enthält das zu untersuchende Mineral keine SiO_2 (Fluorit), so mischt man es mit pulveriger Kieselsäure; oder man setzt die Flußsäure durch Schwefelsäure in Freiheit und führt eine Glasätzung aus. Dazu bedeckt man das Tiegelchen mit einem kleinen Uhrglas, das bis auf einige Striche mit Wachs überzogen ist.

Schwefel kommt als Schwefelsäure zum Nachweis, indem man mit Chlorbarium fällt oder ein Kalksalz zusetzt und die charakteristischen Gipskristalle entstehen läßt. Aus manchen Sulfiden wird der Schwefel durch Säuren als Schwefelwasserstoff ausgetrieben, der dann durch Bleiwasserpapier nachzuweisen ist.

Phosphor tritt unter den gesteinbildenden Mineralien nur in den Phosphaten auf, die mit wenigen Ausnahmen in Säuren löslich sind und unmittelbar mit salpetersaurer Lösung von molybdänsaurem Ammoniak behandelt, beim Eintrocknen die im auffallenden Licht gelblichen, im durchfallenden Licht grünlichen rhombendodekaëderähnlichen Kriställchen des bekannten Niederschlags geben (Taf. VIII Fig. 6). War die angewandte Probe nicht rein und vermutet man die Anwesenheit gelöster Kieselsäure, so wird die Lösung zunächst auf dem Objektglas eingetrocknet und die Kieselsäure unlöslich gemacht, dann wieder in Salpetersäure gelöst und das Reagens zugesetzt (siehe auch A. Streng 1885, 29—33). — Unlösliche Phosphate lassen sich zuweilen durch Glühen löslich machen, wie Lazulith, oder sind, wenn nicht in Salz- oder Salpetersäure, doch in Schwefelsäure zu lösen, wie Amblygonit und Fischerit, oder werden schließlich mit Soda aufgeschlossen. — Ebenso scharf ist die Reaktion mit Salmiak und Magnesiumsulfat, wodurch man die Phosphorsäure als phosphorsaure Ammoniak-Magnesia in Kristallen (Taf. VIII Figuren 4 und 5) erhält.

Stickstoff in den Nitraten ist nach Brauns und Schroeder van der Kolk¹⁾ durch das regulär kristallisierende $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ nachzuweisen. Um die Lösungen des Bariums und des zu untersuchenden Nitrats nicht in Berührung zu bringen, wendet Schroeder van der Kolk seinen Mikroexsikkator (s. o. S. 730) an, in dessen Höhlung das fragliche Nitrat mit etwas Schwefelsäure gebracht wird, und an dessen Deckgläschen man einen Tropfen einer $\text{Ba}(\text{OH})_2$ -Lösung bringt. Auch kann man den Seite 747 beschriebenen Strengschen Kunstgriff bei der Schwefelwasserstoff-fällung hier passend anwenden.

¹⁾ N. J. 1897. I. 73 und 219.

Kohlenstoff wird in den Karbonaten nachgewiesen, wie dies Seite 733 angegeben ist. Graphit läßt sich von amorpher Kohle sowie von den verschiedenen Mineralkohlen (Braun- und Steinkohle, Anthrazit) dadurch unterscheiden, daß er auf dem Platinblech an der Luft auch in kleinen Massen nur sehr schwer verbrennbar ist¹⁾.

Silicium. Wird der Nachweis von Kieselsäure notwendig, so schmilzt man nach van Werveke ein Körnchen der Probe mit Soda am Platindraht, bringt die Perle auf einen mit Balsam überzogenen Objektträger und befeuchtet mit wässriger Flußsäure. Es bilden sich beim Eintrocknen die Taf. VI Fig. 6 und Taf. VII Fig. 1 dargestellten Kriställchen von Na_2SiF_6 . Die Flußsäure ist vorher durch blinden Versuch auf ihre Reinheit bezüglich Kieselflußsäure zu prüfen.

Bor tritt in den gesteinbildenden Mineralien nur zusammen mit Kieselsäure auf. Man löst die Probe mit Flußsäure und Schwefelsäure im Platintiegelchen und dampft bis zur Trockne ein, um den größten Teil des Siliciumfluorids zu verjagen und alsdann wieder Flußsäure zuzusetzen. Das Tiegelchen, mit dem konvexen Platindeckel bedeckt, an dessen Unterfläche ein Wassertropfen hängt, wird bis zur beginnenden Entweichung von Schwefelsäuredämpfen erwärmt. Der Wassertropfen hat alsdann die Destillate von Fluorsilicium und Fluorbor aufgenommen. Man verdampft den Tropfen, erwärmt bis zu 120° , löst nach einigen Minuten den Rückstand in Wasser, bringt die Lösung auf ein Objektglas und setzt Chlorkalium zu. Es bilden sich beim Eintrocknen die rautenförmigen Kristalltafeln des Kaliumfluorborats (Fig. 668). — Hat man das Siliciumfluorid nicht verjagt, so erhält man daneben reichliche Oktaëder von Kaliumfluorsilikat. — Die als Turnersche Probe bekannte Flammenreaktion auf Bor bedarf keiner Beschreibung. Besonders gut gelang R. Canaval²⁾ diese Borreaktion bei einem Turmalin, wenn das fein gepulverte Mineral mit $\frac{1}{3}$ Quarz und dann im Verhältnis 1 : 1 mit Bleioxyd gemischt im Aluminiumlöffel aufgeschlossen wurde.



Fig. 668.

Titan. Schmilzt man nach Schöner³⁾ eine Probe eines titanhaltigen Minerals am Platindraht vorsichtig mit einem Korn entwässerten Kaliumbisulfats zusammen, bringt die Schmelze auf einen Porzellanscherben und befeuchtet sie mit einem Tropfen Wasserstoffsperoxyd in wäßriger Lösung, so färbt sich die Probe und die Lösung gelb bis orangegelb, je nach der Menge der vorhandenen Titansäure. Die Reaktion ist auch bei den kleinsten

¹⁾ Über die mikroskopisch-chemische Behandlung der amorphen Mineralkohlen arbeiteten auch F. Schulze (S. B. A. 1885. 676–678), C. W. v. Gumbel (S. M. A. 13. 1883. 111–216) und J. Wiesner (S. W. A. 101. 1892. 379–418).

²⁾ Z. X. 51. 1913. 627.

³⁾ Zeitschr. f. analyt. Chem. 9. 1870. 41.

Mengen überaus scharf und wird nur bei Gegenwart von Flußsäure oder Alkalifluoriden weniger empfindlich oder auch ganz aufgehoben ¹⁾. Die gelbe Färbung beruht auf der Bildung von TiO_3 . Siehe auch die Gaubert-Lévy'sche Farbreaktion auf S. 747.

Zirkon. Man schmilzt nach Michel-Lévy und Bourgeois ²⁾ das feine Pulver der Probe im Platintiegelchen mit Soda im Gewichtsverhältnis 1:2 wenige Minuten bei lebhafter Rotglut. Die mit heißem Wasser, das zweckmäßig mit HCl angesäuert werden kann, ausgelaugte Schmelze liefert durchsichtige, wasserhelle, oder durch Platin aus dem Tiegel gelblich gefärbte hexagonale Lamellen, die sich oft glimmerartig übereinander packen. Sie sind einachsig, optisch negativ und stellen eine mit Tridymit isomorphe Modifikation der Zirkonerde dar, die auch oft die Felderteilung der Tridymittafeln erkennen läßt. Hat man nicht hinreichend ausgelaugt, so findet man neben den Tafeln von Zirkonerde auch stark doppelbrechende rhomboëdrische Kristalle von Natriumzirkoniat. Es genügen 0,005 g Zirkon zur Reaktion. — Hat man größere Mengen der Probe genommen und das Gewichtsverhältnis zu Soda wie 1:10 gewählt, so erhält man nach etwa 5 Minuten heller Rotglut von der ausgelaugten Schmelze einen kristallinen Rückstand quadratischer Kristalle und Wachstumsformen und Zwillinge von ZrO_2 , deren Formen anscheinend identisch sind mit den von Nordenskjöld an Kristallen von ZrO_2 beobachteten, die aus Borax auskristallisiert waren. Auch sie sind oft durch Platinaufnahme gelb gefärbt und sehr stark lichtbrechend. — Aus Lösungen von Zirkoniumsulfat fällt nach H. Behrens (1891) Kaliumoxalat (HKC_2O_4) farblose Pyramiden, vermutlich des quadratischen Systems, die sich leicht in HCl lösen. In Lösungen von TiO_2 bewirkt HKC_2O_4 keine Fällung. — RbCl und CsCl scheiden aus Zirkoniumsulfat farblose Oktaëder ab (nach demselben Autor). In Schwefelsäure unlösliche Zirkonverbindungen werden am besten durch Schmelzen mit NaOH und NH_4F und Abdampfen mit einem Überschuß von H_2SO_4 aufgeschlossen.

Zinn ist als Cassiterit in den granitischen Gesteinen wohl nicht gerade selten. Die schwere Angreifbarkeit durch Säuren macht die chemische Isolierung leicht. Man unterscheidet Zinnstein von Rutil und Zirkon durch die rubinrote Färbung, die eine Kupferperle annimmt, wenn man die Probe in der Reduktionsflamme damit zusammenschmilzt. Es genügen winzigste Pröbchen, wenn man die Perle nicht zu groß nimmt. — In Lösungen von $SnCl_4$ fällt nach Haushofer (1885) Chlorcaesium farblose Oktaëder von Cs_2SnCl_6 ³⁾. Chlorkalium gibt die gleiche Reaktion. Ist das Zinn als $SnCl_2$ vorhanden, so entstehen bei Zusatz von KCl zunächst achtstrahlige

¹⁾ T. B. Osborne, Amer. Journ. **30**. 1885. 335; P. J. Holmquist, G. F. Stockh. Förhdl. **15**. 1893. 592.

²⁾ Bull. Soc. Min. Fr. **5**. 1882. 136—140.

³⁾ s. auch A. Streng, N. J. 1888. II. 142—146.

doppelbrechende Sterne, bei weiterer Verdunstung scharfe und oft flächenreiche, meist nach der Fläche (100) flache prismatische Kristalle von starker Doppelbrechung. Siehe auch die Gaubert-Lévy'schen Farbreaktionen auf S. 747.

Wolfram. Man schmilzt nach Haushofer (1884 und 1885) ein kleines Pröbchen mit Kaliumnitrat in einem nicht zu dünnwandigen Glaskölbchen oder auf einem Porzellanscherben oder in der Platinschlinge zusammen, löst in Wasser und bringt die Lösung von Kaliumwolframat auf einen Objektträger. Nach ausreichender Verdünnung entstehen bei Zusatz von Chlorcalciumlösung sehr kleine, erst bei 500facher Vergrößerung deutlich erkennbare, würfelähnliche, meistens etwas gerundete Kriställchen, quadratische Tafeln und beiderseits zugespitzte Säulchen von Calciumwolframat. Um sicher zu sein, dass die Kristalle und keine kugeligen Aggregate entstehen, nimmt man die Fällung in der Siedehitze vor. — Thalliumsulfat fällt aus den alkalischen Lösungen die Wolframsäure in Form ziemlich großer hexagonaler Täfelchen von $Tl_2W_6O_{24}$; doch gibt Molybdän die gleiche Reaktion.

Tantal und Niob. Man schließt nach Haushofer (1885)¹⁾ die natürlichen Niobate und Tantalate mit Soda am Pladindraht oder besser mit Ätznatron im Silbertiegel auf. Die Sodaperle habe etwa Stecknadelkopfgroße. Die Zersetzung pflegt rasch unter einigem Aufbrausen vor sich zu gehen, und man tut gut, die Perle $\frac{1}{2}$ — $\frac{3}{4}$ Minuten in der Glühhitze zu lassen. Die Perle wird in einem Tropfen Wasser auf das Objektglas gelegt und löst sich in einigen Minuten unter Hinterlassung eines unbestimmten kristallinischen Rückstandes. Mit fortschreitender Verdunstung des Wassers scheiden sich feine farblose Prismen des tantal-sauren und niob-sauren Natrons in einzelnen Kristallen und büschelförmigen oder sternförmigen Gruppen aus. Die Säulchen zeigen gerade Auslöschung. Bei reichlicher Anwesenheit von Tantalsäure und aus sehr verdünnter Lösung bilden sich ferner hexagonale dünne Tafeln von $4Na_2O \cdot 3Ta_2O_5 + 25 aq$, aus deren Mitte bisweilen büschelförmige Aggregate herauswachsen. Die hexagonalen Tafeln sind von den durch die gleiche Reaktion entstehenden Zirkonerdekristallen dadurch zu unterscheiden, daß sie erst in der Lösung wachsen, während die Zirkonblättchen schon in der Perle sich bilden. Die obere Hälfte von Fig. 669 bei *a b c* entspricht etwa den Kristallisationen des Niobs, die untere Hälfte bei *d* und *e* denen des Tantals; indessen gehen die Formen vielfach ineinander über. Eine andere charakteristische und einfache Reaktion auf Niob- und Tantalsäure ist die folgende: Beim Kochen mit konzentrierter Schwefelsäure werden die Niobate und Tantalate teils ganz, teils so weit zersetzt, daß ein Teil der Säuren in Lösung geht. Gießt man die Lösung vom Rückstand ab, verdünnt mit Wasser und fügt Zinkstaub hinzu, so

¹⁾ s. auch Haushofer 1883, 1892 und S. M. A. 19. 1889, 3—8.

nimmt sie nach Haushofer (1892) bei vorwiegendem Niobsäuregehalt sogleich oder nach einigen Minuten eine lebhaft sapphirblaue Farbe an, die allmählich durch olivengrüne Töne ins Tintige oder Violette übergeht und endlich unter Absatz eines feinen weißen Pulvers verbleicht; vorwiegende Tantalsäure bringt nur eine schwach violettgraue, bald wieder verbleichende Färbung hervor. Es empfiehlt sich, auf 20 mg des feinen Mineralpulvers 0,7–0,8 ccm konzentrierte Schwefelsäure anzuwenden, die Lösung auf 2–3 ccm zu verdünnen und Zinkstaub etwa vom Volumen einer Erbse zuzusetzen. Bei Polykras und Äschynit wird die Lösung nach Haushofers Versuchen zuerst violett und geht dann in tiefes Sapphirblau über.

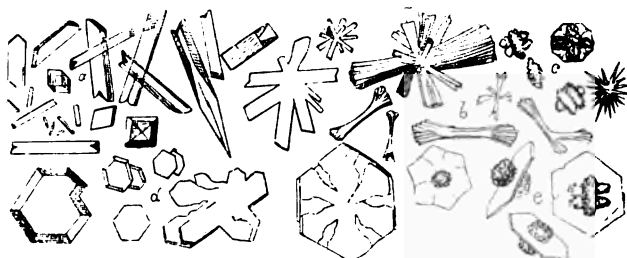


Fig. 669.



Fig. 670.

Vanadin. Man schmilzt nach Haushofer (1885) die Probe (2–3 mg) in der Platinschlinge mit der 10–15fachen Menge Kaliumnitrat, dem etwas Soda zugesetzt werden kann, in starker Hitze rasch zusammen, laugt die Schmelze mit einigen Tropfen Wasser aus, bringt einen Tropfen der Lösung auf das Objektglas und legt ein Körnchen Salmiak hinein. Bei der Auflösung bilden sich bald, zumal am Rande des Tropfens, viele kleine wetzsteinförmige und größere, elliptisch umgrenzte, oder keilförmige, stark doppelbrechende Kriställchen (Fig. 670) von Ammoniummetavanadinat.

Auch quantitative Bestimmungen sind mikrochemisch mit Erfolg durchgeführt worden, worüber die auf S. 742–744 angegebene Literatur in den neueren Werken vieles enthält.

Sechster Teil.

Morphologisches.

Erste Abteilung.

Bildung der Kristalle.

206. Vorgang bei dem Wachstum der Kristalle. Wenn in einer wässrigen oder schmelzflüssigen oder gasförmigen Lösung Zustände der Übersättigung eintreten, so kann, bei hinreichender Beweglichkeit der zum Kristall zusammentretenden Moleküle und ausreichender Beständigkeit der für die Ausscheidung und gesetzmäßige Gruppierung günstigen Verhältnisse, die Entwicklung von Kristallen beginnen, deren Zahl von der Menge der sich entwickelnden Kristallisationszentren, und deren Größe von der Quantität des dem wachsenden Kristall zuströmenden Stoffes abhängt.

Jeder wachsende Kristall wirkt auf die ihm gleichartigen, innerhalb seiner Molekularattraktionsphäre in der Lösung (Mutterlauge) befindlichen Moleküle richtend und anziehend. Dadurch entsteht um jeden wachsenden Kristall ein stoffärmerer Lösungsmantel (Kristallisationshof, Taf. IX Fig. 5), dem durch Diffusion aus der übersättigten Mutterlauge stets kristallisierbare Moleküle zugeführt, und durch stetes Anschließen dieser Moleküle an den Kristall wieder entzogen werden. So lange dieser Vorgang normal verläuft, ist der wachsende Kristall in jedem Stadium seines Wachstums von ebenen Flächen begrenzt und entspricht also den idealen Anforderungen an die morphologische Ausbildung eines Kristalls. Versetzt man diesen Vorgang in eine schmelzflüssige Lösung und denkt sich, daß der Zustand der Übersättigung mit bezug auf die sich ausscheidende Substanz aufhöre und etwa gleichzeitig durch zunehmende Viskosität der Lösung die Bewegung der Moleküle allmählich gehindert werde, so findet aus der Mutterlauge in einem gewissen Zeitpunkt keine Diffusion der kristallisierbaren Verbindung in den Kristallisationshof mehr statt, während doch in unmittelbarer Umgebung des Kristalls durch den Übergang der anschliessenden Moleküle in den Ruhezustand so viel Wärme frei wird, dass eine fernere Anlagerung kristallisierbarer Moleküle aus dem Kristallisationshof erfolgen kann. Nach gänzlichem Aufhören der Kristallisation ist alsdann der Kristallisationshof merklich ärmer an der kristallisierbaren Verbindung, als die Mutterlauge. War die erstere geeignet, die Mutterlauge zu pigmentieren, so ist nach Verfestigung des Ganzen der Kristall von einem, gegenüber der Mutterlauge helleren Hof umgeben. Man beobachtet diese Höfe oft in porphyrischen Gesteinen, und Taf. IX Fig. 4 läßt sie um Augite im Obsidian von Hammarsfjord sehen. Die künstliche Darstellung dieser entfärbten Höfe hat besonders O. Lehmann ¹⁾ gezeigt.

¹⁾ Wied. Ann. Phys. 51. 1894. 52.

Liegen die Kristallisationszentren in hinreichender Entfernung voneinander und endet der Kristallisationsprozeß, solange noch Mutterlauge vorhanden ist, so werden die Umgrenzungen der gebildeten Kristalle wesentlich durch ihr eigenes Formengesetz bedingt. Die Kristalle sind *idiomorph* (*ἴδιος* = eigen, *μορφή* = Gestalt). Wird eine oder die andere, oder werden beide Bedingungen nicht erfüllt, so wird die Ausbildung jedes einzelnen Individuums durch die nächstgelegenen gehemmt und gestört, und es entsteht ein mehr oder weniger regelloses kristallines Aggregat, dessen Einzelindividuen *hypidiomorph* (*ὑπίερον* = jenseits) oder ganz *alotriomorph* (*ἀλλότριος* = fremd) sind.

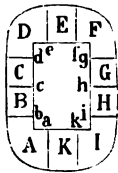


Fig. 671.

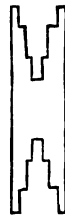


Fig. 672.

Ist die Stoffzufuhr durch den Diffusionsstrom in den Kristallisationshof sehr reichlich und beschleunigt, so wachsen gewisse Teile des Kristalls, und zwar diejenigen, denen ein größerer Teil des Kristallisationshofes tributär ist, rascher als andere Teile. O. Lehmann machte mit Recht darauf aufmerksam ¹⁾, daß bei dem Wachstum die Kanten und Ecken eines Kristalls gegenüber gleich großen Flächenteilen bevorzugt seien. Fig. 671, worin *ab*, *bc*, *cd*, *de*, *ef* usw. gleich große Flächenteile eines wachsenden Kristalls, *A*, *B*, *C* usw. die jedem Flächenteil zugehörigen Teile des Kristallisationshofes darstellen, soll dies veranschaulichen. Hört das Wachstum des Kristalls während der Periode des Wucherns der Ecken und Kanten auf, so ist ihr Umriß, wie Fig. 672 zeigt, ein ruinenartiger, zackiger oder treppenförmiger usw., aber jedes Begrenzungselement ist jedem gleichwertigen andern Begrenzungselemente parallel. Derartige Bildungen sind bei Feldspäten, Augiten, Hornblenden, Olivinen usw. eruptiver porphyrischer Gesteine ziemlich häufige Erscheinungen. Taf. IX Fig. 1 zeigt eine Übergangsform von Kristall zu Kristallskelett am Olivin im Basalt von Palma, Taf. IX Figuren 2 und 3 stellen typische Kristallskelette am Magnet Eisen und Augit in Basalten von China und Arran dar.

Ob die Wachstumsachsen eines derartigen Skeletts den Kristallachsen der Substanz, oder den sog. Zwischenachsen, oder endlich irgend welchen andern kristallographischen Richtungen entsprechen, das hängt

¹⁾ Z. X. 1. 1877. 462.

wesentlich von der speziellen Kristallform und Ausbildung der zuerst ausgeschiedenen Individuen ab. Durch spätere, bei langsamerem Wachstum eintretende Ausfüllung der Zwischenräume eines solchen Skeletts mit homogener Kristallsubstanz kommen mehr oder weniger dem einheitlich geschlossenen Kristall genäherte Wachstumsformen oder vollkommen normal ausgebildete Kristalle zustande.

Das ungestörte Wachstum eines Kristalls unter den angegebenen Bedingungen erkennt man bei mikroskopischer Beobachtung nur an seiner Volumzunahme; unmöglich ist es, die Art und Weise des Wachsens selbst, den Zutritt und die Anlagerung der Moleküle an den Kristall wahrzunehmen, hierzu reicht das Auflösungsvermögen oder die penetrierende Kraft auch der besten Mikroskope bei weitem nicht aus (s. § 100, S. 336).

207. Einfache Kristalle im Dünnschliff. Die außerordentliche Wichtigkeit der morphologischen Eigenschaften für die makroskopische Bestimmung der Mineralien verringert sich in höchst mißliebiger Weise bei ihrer Untersuchung unter dem Mikroskop. Nur in gewissen Fällen, nämlich an isoliertem Material, bei sehr kleinen als Gesteinsgemengteile auftretenden Kristallen und bei den sog. individualisierten Interpositionen erblickt man unter dem Mikroskop Kristallkörper; sonst hat man es ausnahmslos nur mit Kristalldurchschnitten zu tun, d. h. mit Horizontalprojektionen eines Kristallkörpers auf irgendeine Fläche im Raum, die in keinerlei gesetzmäßiger Beziehung zum projizierten Kristall selbst steht. Man erkennt daraus sofort, daß bei der unendlichen Anzahl von Möglichkeiten für die Schnittebene weder die Umrisse des Durchschnitts, noch deren Winkelverhältnisse von irgendwelchem absoluten Wert für die Bestimmung des vorliegenden Kristalls sein können.

Sobald allerdings die Richtung bekannt wäre, in welcher der Schliff einen Kristall getroffen hat, würde auch die Berechnung der Projektionsform und ihrer Winkel nicht schwierig sein; aber es fehlt eben in vielen Fällen ein sicherer Anhalt für die genaue Bestimmung dieser Richtung. — Wo man vermitteltst der optischen Erscheinungen die Lage der optischen Konstanten in einem Kristalldurchschnitt zu erkennen vermag, kann man allerdings oft durch eine geschickte Kombination dieser mit den Durchschnittsumrissen und andern Eigenschaften, wie Verlauf der Spaltungsrichtungen, einen mehr oder weniger sicheren Schluß ziehen, und diesem kann durch Winkelmessungen am Durchschnitt ein so hoher Grad von Wahrscheinlichkeit gegeben werden, daß er der Gewißheit gleich kommt. Das hierfür einzuschlagende Verfahren hat besonders Alfr. C. Lane¹⁾ allgemein dargelegt.

Ferner ist nicht zu übersehen, daß die Statistik nicht selten wertvolle Anhaltspunkte gibt (s. auch oben § 6 S. 21—22). Denn wenn

¹⁾ Bull. geol. Soc. of America. 1891. II. 365.

auch die Möglichkeit unendlich vieler Schnittflächen vorliegt, so ist doch die Wahrscheinlichkeit für alle diese Schnittflächen wesentlich abhängig von der Anordnung der Kristallkörper im Gestein; eine Tatsache, die jeder aufmerksame Beobachter an den häufig auftretenden Mineralien, wie Feldspat, Nephelin, Augit usw. bald bestätigt finden wird. Kombiniert man also nach drei Richtungen im Raume die häufigst auftretenden Durchschnitte, so wird man sich zuweilen die Gestalt des Kristallkörpers vorstellen können.

Findet man z. B. von einem Mineral in überwiegender Anzahl quadratische und sechseckige, farblose Durchschnitte, so ist der Deutung ein außerordentlich weiter Spielraum geboten. Ergibt nun aber die Untersuchung im polarisierten Licht, daß beiderlei Durchschnitte zwischen gekreuzten Nicols in jeder Lage dunkel bleiben, so wird man sofort mit vollem Recht schließen, daß sie von einem isotropen, also regulären Mineral herrühren müssen, das in der Form des Rhombendodekaeders kristallisiert. Man kann demgemäß an Granat oder an die Hauyngruppe denken.

Zeigen sich dagegen die rechteckigen Durchschnitte [parallel (001)] zwischen gekreuzten Nicols stets dunkel, die hexagonalen [parallel der Hauptachse durch eine Kombination (110) (111)] im allgemeinen hell, so kann man es mit einem quadratisch kristallisierenden Mineral zu tun haben und darf etwa die Skapolithgruppe ins Auge fassen.

Umgekehrt wird man auf ein hexagonal kristallisierendes Mineral schließen, wenn sich die hexagonalen Durchschnitte [parallel (0001)] zwischen gekreuzten Nicols stets dunkel, die rechteckigen [parallel der Hauptachse durch eine Kombination (10 $\bar{1}$ 0) (0001)] im allgemeinen hell erweisen, und die Vermutung, es handle sich um Nephelin oder Apatit, liegt nahe.

Wenn man endlich findet, daß im allgemeinen sowohl die rechteckigen wie die sechseitigen Durchschnitte zwischen gekreuzten Nicols hell sind, so darf man unter anderm an einen orthoklastischen Feldspat denken, der im einen Fall etwa parallel der Längsfläche, im andern Fall geneigt zur Basis so getroffen ist, daß der Schnitt durch die hinteren und vorderen Prismenflächen geht.

Daß man die Berechtigung dieser Schlüsse durch weitere optische Bestimmungen, durch Winkelmessungen, Vergleichung der Mikrostruktur der fraglichen Durchschnitte mit solchen von bekanntem Material und endlich durch mikrochemische Versuche bei manchen Vorkommnissen über allen Zweifel erheben kann, bedarf wohl kaum der Erwähnung.

208. Zwillinge im Dünnschliff. Die Zwillingbildung ist an den Mineralien mikroskopisch entweder durch das Auftreten einspringender Winkel an den Umrißlinien oder durch die optische Beobachtung erkennbar. Das Auftreten einspringender Winkel charakterisiert nur einzelne

Arten der Zwillingsbildung und setzt gesetzmäßige Begrenzung des Kristalls voraus; man kann sie also nur in gewissen Fällen wahrnehmen und verhältnismäßig selten zur Deutung von Zwillingsbildungen benutzen. Die Beobachtung im polarisierten Licht gestattet die Erforschung der Zwillingsbildung in allen Fällen, wenn man von den regulär kristallisierten Mineralien und in den übrigen Kristallsystemen von gewissen Zwillingsverwachsungen mit parallelen Achsen absieht. Man darf kühnlich behaupten, daß erst die optische Untersuchung einen tieferen Einblick in das Wesen des Zwillingsbaus und die Erkenntnis und Deutung jener wunderbar komplizierten Zwillingsstöcke, die man nach Tschermaks Vorgang Mimesien (vgl. § 72 S. 215) nennt, ermöglicht hat. Bis zu einem gewissen Grade nähert sich der optischen Methode in dieser Beziehung an Schärfe und Eleganz die auf die Symmetrie der Kohäsionsverhältnisse basierte Methode der Ätzversuche, die gleichfalls mikroskopische Beobachtung erfordert. Beide Methoden stützen sich auf den Satz, daß die Molekularanordnung in einem einheitlichen Kristall, von gewissen mechanischen Phänomenen anormaler Spannung abgesehen, um jeden Massenpunkt dieselbe sein muß, wie um jeden andern, und auf die daraus gezogene Folgerung, daß die durch die Molekularanordnung gegebenen und geregelten Kräfte in kristallographisch gleichwertigen Richtungen gleiche und gleichgerichtete sein müssen. Bei den Ätzfiguren studiert man die Größe und Richtung des Widerstandes gegen chemischen Eingriff in den Molekularbau; bei der optischen Methode beobachtet man die Veränderung einer Lichtbewegung während ihres Durchganges durch das Molekularsystem.

Die Gesetze über die Lichtbewegung in anisotropen Medien führten zu dem Ergebnis, daß die Polarisationsfarben dünner Blättchen, abgesehen von dem jeder Spezies eigentümlichen Vermögen der Doppelbrechung und der Dicke der Lamellen, wesentlich von der Lage der optischen Vektoren in den Lamellen gegen die optischen Hauptschnitte der Polarisationsinstrumente abhängen, solange man es mit einheitlich aufgebauten Kristallen zu tun hat. Da dieser einheitliche Aufbau bei Zwillingskristallen nicht vorliegt, so stößt man hier auf abweichende Erscheinungen, die schon in Paragraph 50 besprochen wurden. An einem Beispiel mögen diese wichtigen Verhältnisse noch weiter erörtert werden.

Man spalte aus Gips parallel dem klinodiagonalen Hauptschnitt ein feines, allenthalben gleich dickes Blättchen, das im polarisierten Licht durchaus einfarbig erscheint, und stelle daraus ein rhombisches Täfelchen her (Fig. 673), was mit Hilfe des muscheligen Bruches (s. in Fig. 673 die vertikalen Kanten) und des faserigen Bruches (s. in Fig. 673 die von links oben nach rechts unten geneigten Kanten) leicht gelingt. Der spitze Winkel eines solchen Präparates mißt $66^{\circ} 9'$. Da nun die optischen Achsen beim Gips im klinodiagonalen Pinakoid liegen, so stellt die Ebene des Blättchens die Ebene der optischen Achsen dar, und kleinster und größter Vektor

liegen in derselben Fläche, während der mittlere Vektor, die kristallographische Orthoachse, in der Sehrichtung sich befindet. Kristallographisch orientiert, entspricht dem muscheligen Bruch die Vertikalachse; mit dieser bilden die in Fig. 673 nach oben links austretenden optischen Achsen Winkel von $22^{\circ} 58'$ und $84^{\circ} 22'$ (s. auch Fig. 573 in § 147). Trägt man

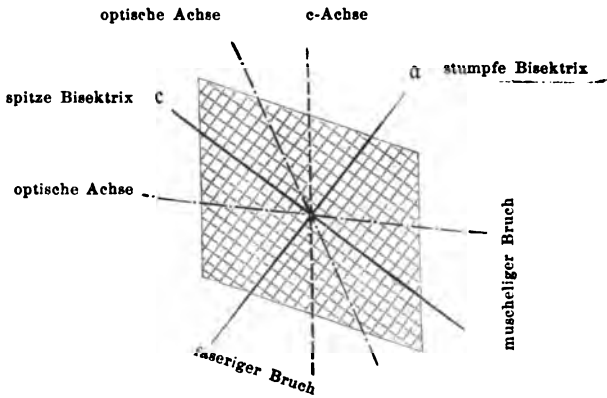


Fig. 673.

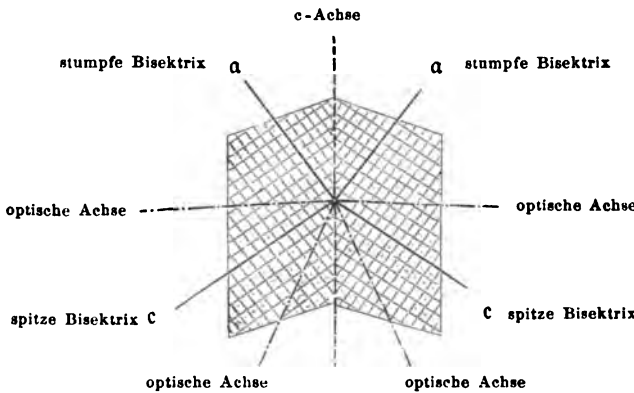


Fig. 674.

diese in die Zeichnung des rhombischen Blättchens ein, so erhält man durch die Halbierungslinien ihres spitzen und stumpfen Winkels die beiden Bisektrizen, die immer senkrecht zueinander stehen. Die spitze Bisektrix bildet mit der Richtung des muscheligen Bruchs also der *c*-Achse einen Winkel von $22^{\circ} 58' + \frac{1}{2} (84^{\circ} 22' - 22^{\circ} 58') = 53^{\circ} 40'$ und demnach mit der Richtung des faserigen Bruchs einen Winkel von $12^{\circ} 29'$. Dreht man das Blättchen zwischen gekreuzten Nicols, bis die Bisektrizen den Nicolhauptsnitten parallel laufen, so zeigt das Blättchen das Maximum der Dunkelheit. Bei jeder andern Lage dieser Richtungen zueinander erscheint

das Blättchen in einer von seiner Dicke abhängigen Farbe und mit einer von dem Winkel der genannten Richtung abhängigen Intensität (s. § 47). Zeichnet man nun, wie in Fig. 673, parallel den optischen Mittellinien durch parallele Striche (auf beiden Flächen des Papiers) die Lage der Schwingungsebenen der das Blättchen durchlaufenden Wellen ein, durchschneidet Zeichnung und Gipsblättchen parallel der kristallographischen Vertikalachse und dreht die eine Hälfte um 180° um eine in der Ebene des Papiers und der Spaltung liegende Normale auf die Vertikalachse, so hat man das Schema eines Gipszwillings (Fig. 674) in der allgemein bekannten Form [Zwillings Ebene (100)] mit Einzeichnung der optischen Konstanten. Man sieht sofort in der Zeichnung an den Strichen die Lage der Schwingungsebenen beider Wellen in den Zwillingshälften und bemerkt, daß in dem Falle, wo die Schwingungsebenen in der einen Blatt- bzw. Zwillingshälfte mit der Schwingungsebene des Polarisators zusammenfallen, dieses nicht zugleich in der andern Hälfte geschehen kann, daß also niemals beide Hälften zugleich dunkel sein können. Ferner sieht man, daß bei gewissen Stellungen des Schemas die Schwingungsebenen in beiden Hälften den gleichen Winkel mit den Schwingungsebenen der Nicols bilden, sobald nämlich diese, auf die Ebene des Papiers bzw. Spaltungsblättchens projiziert, annähernd parallel und senkrecht zur kristallographischen Vertikalachse liegen. In jedem solchen Falle herrscht gleiche Farbenintensität in beiden Zwillingshälften (s. auch Fig. 505, § 120).

Die gleichen Erscheinungen zeigen alle andern Zwillingsdurchschnitte unter dem Mikroskop im polarisierten Licht, vorausgesetzt, daß der Schnitt durch beide Zwillingshälften im gleichen Sinne geführt wird. Bei andern Schnittlagen sind die Polarisationserscheinungen in den beiden Zwillingshälften verschieden. Läge die Schliffebene z. B. zufällig so, daß sie in einer Zwillingshälfte genau normal zu einer optischen Achse wäre (in beiden Hälften kann das ja nicht eintreten), dann würde natürlich diese Hälfte in allen Horizontallagen zwischen gekreuzten Nicols unverändert bleiben, und die Farbenphasen würden nur in der andern Hälfte auftreten.

Wie die Erscheinung an den einzelnen Mineralien bei einfachen und wiederholten Zwillingen auftritt, ist im speziellen Teil besonders bei Feldspat, Kalkspat, Augit und Hornblende ausführlich beschrieben.

209. Gestörte Kristallisation. In einer dem Wesen nach wohl gleichen, aber der Erscheinung nach sehr verschiedenen Form vollzieht sich das Wachstum der Kristalle, sobald durch irgend einen Vorgang die in Paragraph 206 angegebenen normalen Bildungsbedingungen gestört werden. Diese Störungen können verursacht werden durch zu rasche Verdunstung des Lösungsmittels, durch seine zu große Zähigkeit oder zu schnelle Abkühlung, durch zu starke Adhäsion an den Wandungen (Objektglas und Deckgläschen z. B.) oder an den Flächen der bereits ausgeschiedenen

Kristalle oder durch irgend einen andern Umstand, der die gleichmäßige Beweglichkeit der kristallisierenden Moleküle hindert. Die Erklärung, und zum großen Teil die Nomenklatur der bei solchen gestörten Kristallisationen entstehenden sehr wechselvollen Gebilde, wurde durch die Studien von H. Vogelsang über die Ausscheidung des Schwefels aus einer durch Kanadabalsam verdickten Lösung in Schwefelkohlenstoff angebahnt. Außer den in den folgenden Paragraphen zitierten Arbeiten dieses Forschers sind besonders erwähnenswert seine „Philosophie der Geologie und mikroskopische Gesteinsstudien“, Bonn 1867; ferner „Die Kristalliten“ (herausgegeben von F. Zirkel), Bonn 1875. Auch die Arbeiten von H. Behrens (Die Kristalliten, Kiel 1874) und die Untersuchungen O. Lehmanns, wie sein Aufsatz: Über das Wachstum der Kristalle¹⁾ und zahlreiche Stellen in seiner Molekularphysik, 2 Bde., Leipzig 1888/89, haben in ähnlichem Sinne fördernd gewirkt. Viele der Beobachtungen dieser Forscher und manche ihrer Anschauungen finden sich bereits in den Publikationen von M. L. Frankenheim²⁾, H. F. Link³⁾, P. Harting⁴⁾ u. a.

210. Globulite und ihre Häufungsformen (Cumulite, Margarite, Globosphärite und Longulite). Breitet man nach Vogelsang⁵⁾ eine durch Kanadabalsam verdickte Lösung von Schwefel in Schwefelkohlenstoff auf einem Objektglase aus, so bemerkt man nach kurzer Zeit die Ausscheidung kleinerer und größerer, stark lichtbrechender Kügelchen, die als übersättigte Tropfen der Schwefellösung anzusprechen sind. Diese verlieren durch Verdunstung mehr und mehr das Lösungsmittel und werden schließlich starr. In diesen amorphen, rundlichen Tropfengebilden sah Vogelsang die Elementarkörperchen der Kristalle und nannte sie Globulite (Taf. IX Figuren 5 und 6, Taf. X Fig. 1). Daß diese Globulite, die anfangs nur Tropfen übersättigter Lösung sind, zuletzt zu starren Kugeln werden, woran mehrfach gezweifelt worden ist, davon hat sich Vogelsang durch Zerdrücken und Zerbrechen derselben mit einer feinen Nadelspitze überzeugen können⁶⁾. Trocknet die Lösung bei oder gleich nach der Ausscheidung der Globulite ein, so lassen diese keine weitere Veränderung wahrnehmen. Bewahrt dagegen die Lösung noch längere Zeit eine hinreichende Beweglichkeit, so treten Strömungen ein, durch welche die Globulite ihren Ort ändern und bald zu ganz regellosen Haufen, Cumuliten, bald zu mehr oder weniger regelmäßigen Gebilden zusammengeführt werden. Sie ordnen sich dann bisweilen zu perlschnurartigen Reihen, wie in Taf. IX Fig. 6, die Vogelsang als Margarite

¹⁾ Z. X. 1. 1877. 453—496.

²⁾ Pogg. Ann. 111. 1860. 1—60.

³⁾ Über die Bildung der festen Körper. Berlin 1841.

⁴⁾ Siehe oben Seite 742.

⁵⁾ Archives Néerlandaises 5. 1870. 156—192; 6. 1871. 223—244; 7. 1872. 38—89.

385—442.

⁶⁾ Arch. Néerl. 6. 1871. 1.

(Taf. X Fig. 2) bezeichnete; auch zeigen die Globulite in ihren Anhäufungen zuweilen eine radiale Anordnung, die man Globosphärite nennt.

Die Globulite zeigen ferner in der noch beweglichen Lösung eine Volumzunahme durch Verschmelzung mit anderen, die ihnen zugeführt werden (Taf. IX Fig. 6). Solange der Widerstand des Lösungsmittels nicht zu groß wird, nimmt der gewachsene Globulit stets wieder die Kugelform an; andernfalls entstehen durch diese Globulitenverschmelzung zylindrische, zapfenförmige oder spitz konische, krummflächig begrenzte Formen, die als Longulite zusammengefaßt werden (Taf. IX Fig. 6), und die, den Globuliten morphologisch gleichwertig, auch mit diesen zu den komplexen Gebilden der Margarite und axial geordneten Häufchen zusammentreten. Den Globuliten und Longuliten, sowie den mannigfachen Aggregationen dieser untereinander werden nicht die Eigenschaften der Kristalle zugeschrieben; Vogelsang nannte sie mit einem Sammelnamen Kristallite und fand sie bei seinen Versuchen mit Schwefel einfachbrechend, solange ihre Elemente die Globulitenform bewahrten, und also auch die komplexeren Formen nicht über das Stadium eines Globulitenaggregates hinausgingen.

Bei hinreichender Beweglichkeit der Lösung, oder wie Vogelsang sich ausdrückte, „wenn die innere Molekularbewegung in den Globuliten den äußeren Widerstand des Kanadabalsams noch genügend überwinden kann“, erstarren die übersättigten Tropfen, und die Globulite nehmen im Augenblick der Erstarrung nicht die Form der Kugel sondern der rhombischen Schwefelpyramide an. Ganz besonders beobachtet man diese Umwandlung, wenn die Globulite, zufolge der in der Lösung herrschenden Strömungen, an normal gewachsene Schwefelkristalle oder Wachstumsformen herantreiben, mit denen sie zu mehrachsigen Kristallskeletten verwachsen. Mit dem Verlust der Globulitenform und der Annahme geradflächiger Begrenzung ist regelmäßig das Auftreten der Doppelbrechung verbunden. Vogelsang, der für die Fixierung des Kristallbegriffes in erster Linie die regelmäßige polyëdrische Form betont, unterscheidet also die Kristallitenbildung und die Kristallbildung als zwei verschiedene Arten des Kristallisationsprozesses, die durch allmähliche Übergänge verbunden sind. Ob der eine oder der andere Vorgang sich in einer Lösung vollzieht, das ist nach seiner Auffassung abhängig von dem Verhältnis der molekularen Widerstandskräfte in der Lösung und der inneren Molekularbewegung in den Globuliten. Die Bildung der Globulite ist ihm aber die Vorbedingung für die Entstehung von Kristallen. Mitten zwischen beiden würden dann die so ungeheuer mannigfachen, oft viel verzweigten Wachstumsformen, nicht aber die Kristallskelette stehen, die schon zu den eigentlichen Kristallen gehören, und die auch, wenn sonst ihre Symmetrieverhältnisse es gestatten, Doppelbrechung zeigen.

In den theoretischen Erörterungen, mit denen Vogelsang seine Beobachtungen begleitet, versucht er nicht eigentlich eine Erklärung für

die Bildung der Globulite zu geben, sondern leitet nur die Bewegung und Anordnung der fertigen Globulite, ebenso wie ihre etwaige Umformung zu integrierenden Teilen eines echten Kristalls von einer ihnen innewohnenden Molekularbewegung (Kristallisationskraft) ab, die sie befähigt, sich anzuziehen und sich regelmäßig zu gruppieren. — O. Lehmann glaubt die Globulitenbildung durch die eigentümlichen, mit der Temperatur und dem Mengenverhältnis der angewandten Stoffe variablen Gleichgewichtszustände erklären zu können, die sich beim Mischen mehrerer Substanzen herstellen, und verweist auf die in einem Gemenge von Alkohol, Wasser und Öl je nach dem Mengenverhältnis dieser Stoffe eintretenden Zustände. Bei ein und derselben Temperatur sind nach dem prozentischen Verhältnis zwei Gleichgewichtszustände möglich, entweder Alkohol mit Öl und wenig Wasser, oder Wasser mit Alkohol und wenig Öl. Besitzt das Gemenge weder die Zusammensetzung der einen noch der andern Mischung, so tritt durch Zerfall des Gemenges in Mischungen der einen und der andern Art, Schichtenbildung, Tröpfchenausscheidung, Globulitenbildung ein. Im Anfang wären demnach die Globulite nicht einmal übersättigte Lösung, sondern sie würden dieses erst allmählich durch Verdunstung des Gemenges. Die Globulitenbewegung und ihre regellose Aggregation wird alsdann auf Strömungen zurückgeführt, die infolge kapillarer Ausbreitung, oberflächlicher Verdunstung, kapillarer Attraktion auf der Oberfläche schwimmender Globulite und endlich Brownscher Molekularbewegung (s. § 219) entstehen. Auf diese Weise erklären sich die losen Globulitenaggregate, also das, was Vogelsang im eigentlichsten Sinne Kristallite nennt.

Wenn dagegen die Globulite durch die erwähnten Strömungen in den Bereich eines wachsenden Kristalls, in dessen Kristallisationshof geraten, so werden sie von diesem gerichtet, sie kristallisieren und hören damit auf, Globulite zu sein. Ob durch ihr Herantreten an den Kristall dieser in ebenmäßiger Weise sich als kompakter Kristall oder als Kristallskelett vergrößert, oder ob er sich zu einem Gebilde entwickelt, das man allgemein als Wachstumsform zu bezeichnen pflegt, das hängt von den Kristallisationsbedingungen ab, die in Paragraph 206 erwähnt wurden.

Die Versuche von H. Vogelsang und seinen Nachfolgern haben es ermöglicht, die den künstlichen Darstellungen überaus nahe verwandten Erscheinungen in den Gesteinen zu verstehen und zu erklären. Es sind natürlich die nicht zu holokristalliner Entwicklung gelangten, mehr oder weniger basisreichen ¹⁾, porphyrischen Ergußsteine, in denen solche Produkte unvollkommener Kristallisation, hauptsächlich wohl infolge zu großer Viskosität der Magmen, zu erwarten sind. Sie finden ihre Analoga in

¹⁾ Unter Basis — das Wort wurde von F. Zirkel in die Petrographie eingeführt — ist hier ein amorph (glasig) erstarrter Kristallisationsrückstand des Gesteins verstanden.

künstlichen Schlacken und Gläsern, wie solche besonders von Leydolt¹⁾ studiert worden sind.

Die Globulite (Taf. X Fig. 1), die in den kieselsäurearmen Gesteinen gewöhnlich sehr tief gefärbt oder undurchsichtig, in den kieselsäurereichen in der Regel hell und durchsichtig erscheinen, treten auch hier bald in gleichmäßiger Verteilung, bald zu Margariten (Taf. X Fig. 2) aneinander gereiht, auf. Statt der rundlichen oder scheibenförmigen Globulite, oder neben ihnen, trifft man zuweilen Longulite; und das genauere Studium mancher Obsidiane und Vitrophyre läßt in unbegrenzter Mannigfaltigkeit alle denkbaren Zwischenformen zwischen den losen, perlschnurartigen Margariten und Kristallnadeln wahrnehmen. Besonders häufig treten solche Formen auf, bei denen die eine Längsseite vollkommen geradlinig ist, während die andere einen gekerbten Verlauf nimmt. Die winzigen Einschnürungen auf dieser Seite deuten den Aufbau aus den unvollkommen verschmolzenen Globuliten deutlich an.

Die Anhäufung der Globulite zu regellos geballten Massen, die Vogelsang wie gesagt als Cumulite bezeichnet, oder zu mehr oder weniger regelmäßig geordneten Gruppen, die dann Margarite oder Globosphärite genannt werden, ist vorwiegend, wenn nicht ausschließlich, auf die sauersten Silikatgesteine (Quarzporphyre und Liparite) beschränkt. Zumal die Vitrophyre der Gegend von Meißen und die Liparite aus der Umgebung von Schemnitz liefern ein vorzügliches Untersuchungsmaterial. Weniger deutlich tritt, wegen der außerordentlich winzigen Dimensionen dieser Gebilde, die radiale Anordnung der einzelnen Globulite in den Cumuliten hervor, wodurch die Globosphärite sich von den Cumuliten unterscheiden. Derartige Globosphärite, in denen also die Globulite sich zu radialgestellten Reihen ordnen, erhält man auch bei den Fundamentalversuchen Vogelsangs nicht selten. Da bei solchen Globosphäriten die Dichte stetig vom Zentrum nach der Peripherie hin abnimmt, so bewirken sie in gewissen Fällen Interferenzerscheinungen im polarisierten Licht, die denjenigen der Sphärolithe, über die in § 229 näheres berichtet wird, ähnlich sind.

Beispiele axialer Anordnung von Globuliten, also von sog. Longuliten, sind aus den Gesteinen wohl kaum bekannt. Überaus mannigfaltig sind die Wachstumsformen, bei denen man nicht entscheiden kann, ob sie sich aus Elementarkörperchen (Globuliten) aufbauen, oder ob sie schon zu den Kristallskeletten, also den lückenhaft gewachsenen eigentlichen Kristallen, gehören. — Eine weiter gehende Gliederung der Globulite usw. hat F. Rutley versucht, auf dessen Arbeit hier verwiesen werden möge²⁾.

¹⁾ S. W. A. 8. 1852. 261—274.

²⁾ Min. Mag. 9. 1891. 261—271; s. auch H. Vater, Das Wesen der Kristalliten, Z. X. 27. 1897. 505—512; ferner W. Barlow in Geometrische Untersuchung über eine mechanische Ursache der Homogenität der Struktur usw., Z. X. 29. 1898. 471 ff.

211. Als Trichite ($\sigma\rho\iota\xi$ = Haar) bezeichnet man nach dem Vorgang Zirkels haarförmige Kristalle von einer ihrem Querschnitt gegenüber sehr starken Längenentwicklung, die mehr oder weniger nach einer oder mehreren Richtungen gewunden, auch wohl schlingenartig umgebogen oder mehrfach geknickt sind. Die Trichite zeigen eine große Neigung, sich zu vielarmigen, von einem Zentrum ausstrahlenden Gruppen zu vereinigen (Taf. X Fig. 3). Als Ansatzpunkt für solche Gruppen dient oft ein in der Lösung vorhandenes Kristallkorn. Wegen ihrer sehr geringen Breite werden die Trichite selbst bei starken Vergrößerungen meistens nicht durchsichtig. Daß dieser Mangel an Transparenz hauptsächlich in der Form, nämlich in dem rundlichen Querschnitt mit sehr kleinem Radius und dadurch bedingter totaler Reflexion, begründet ist, schließt man daraus, daß bei etwas größerer Dicke die Trichitenarme tatsächlich öfters durchsichtig werden. Immerhin scheinen in den sauren Gesteinsgläsern, die mit Vorliebe Trichite führen, diese vorwiegend aus stark farbigen Verbindungen (eisenreichen Silikaten usw.) zu bestehen. — Nicht selten lassen die gebogenen Trichite bei hinreichender Vergrößerung sich als aus mehreren geradlinigen Gliedern zusammengesetzt erkennen.

O. Lehmann, der vielfach die Trichitenbildung bei der Kristallisation organischer Verbindungen beobachtete¹⁾, fand, daß die gebogenen Trichite bei fernerm Wachstum, zumal in die Dicke, sich plötzlich und oft mit solcher Gewalt gerade strecken, daß sie dabei in Stücke zerspringen. Die Bildung trichitischer Kristalle erklärt Lehmann sinnreich dadurch, daß die Spitze eines wachsenden Kristalls den Kristallisationshof, etwa infolge einer Strömung in der übersättigten Mutterlauge, durchbricht, und daß dem Kristall nun in der übersättigten Mutterlauge und durch die Strömung so viel Stoff zugeführt wird, daß er sich sehr rasch in die Länge vergrößert, während die an seinen Seiten herabfließende, der kristallisierten Verbindung beraubte Lösung jedes Wachstum in die Dicke unmöglich macht. Die Krümmung der wachsenden Nadel ist bei der großen Biegsamkeit derartiger Gebilde durch die Strömung zu erklären, in der sie wächst, und würde eintretenden Falles durch Vorhandensein einer Schiefendfläche bedeutend erleichtert werden.

Durch Gruppierung von Margariten um ein gemeinschaftliches Zentrum können sehr trichitenähnliche Formen entstehen; der Unterschied gegenüber den echten Trichiten liegt in dem deutlichen Aufbau jedes Haares aus lose gereihten Globuliten. Übergangsformen, die schwer der einen oder andern Abteilung mit Sicherheit zugeordnet werden können, entstehen durch mehr oder weniger vollkommen longulitische Verschmelzung der Globulite.

Daß auch Sprünge in einer mehr oder weniger glasigen Gesteinsmasse mit Trichiten verwechselt werden können, sei beiläufig erwähnt.

¹⁾ Vgl. außer den S. 762 und 769 erwähnten Arbeiten von demselben Verfasser: Z. X. 5. 1881. 472—476. Z. X. 8. 1884. 451—453.

212. Als Mikrolithe (*μικρός* = klein, *λίθος* = Stein) sollen, ohne Rücksicht auf den Habitus der Kristallform und auf das optische Verhalten, solche vollkommen oder doch annähernd vollkommen einheitlich begrenzten Kristalle bezeichnet werden, die nur mikroskopisch direkt wahrnehmbar sind und ihrer Art nach nicht mit voller Sicherheit bestimmt werden können. Sind sie ihrer Art nach definierbar, so wird man sie mit dem Speziesnamen benennen und diesem einen den Habitus bezeichnenden Ausdruck anfügen, z. B. Plagioklasleistchen, Augitsäulchen, Glimmerblättchen, Perowskitoktaëderchen usw. E. Cohen¹⁾ gebrauchte die Bezeichnung Mikrolith für alle bestimmbaren oder nicht bestimmbaren Kriställchen von so kleinen Dimensionen, daß sie in einem normalen Dünnschliff als Körper vorhanden sind. F. Zirkel²⁾ hält an der ursprünglichen Definition H. Vogelsangs³⁾ fest, wonach den Mikrolithen die Nadelform zukommen soll. Da ein und dieselbe Mikrolithenart je nach der Projektion, in der man die kleinen Individuen sieht, in Form von Blättchen, Säulchen, Körnchen usw. erscheinen kann, so empfiehlt sich eine Benennung nach dem Habitus nur für den Fall, daß man aus den verschiedenen Erscheinungsformen die eigentliche Körperform sicher abzuleiten vermag. So hat z. B. Zirkel die nadelförmigen Mikrolithe als Belonite⁴⁾, Schrauf tafelförmige als Mikroplakite usw. bezeichnet. — Die Mikrolithe sind danach echte Kristalle und dokumentieren sich als solche durch ihre Form; ob sie das ihrer Symmetrie entsprechende physikalische Verhalten (etwa gegen Licht) wahrnehmen lassen oder nicht, das hängt von ihrer Durchsichtigkeit, der Differenz ihrer optischen Vektoren und ihren Dimensionen ab und kann für die Begriffsfixierung nicht in Betracht kommen. In Taf. X Fig. 4 sind neben Trichiten auch echte Mikrolithe zu sehen.

213. Schaliger Bau. Zonare Struktur. Die dem Wesen des Kristalls eigentümliche Stetigkeit der Raumerfüllung wird in der Natur selten angetroffen. Dadurch, daß das Wachstum eines Kristalls aus seiner Lösung nicht immer ein einheitlich und ohne Pause verlaufender Akt ist, sondern von kürzeren und längeren Intervallen des Wachstumstillstandes unterbrochen wird, entwickelt sich ein schaliger Bau, der in den Kristalldurchschnitten die Erscheinung der zonaren Struktur hervorruft. In besonderer Schönheit zeigen oft die mikroskopischen Zirkone in den verschiedensten Gesteinen, sowie die Feldspäte, zumal der Trachyte und Andesite, die Nepheline und Leucite der basischeren Laven (Taf. X Fig. 5), diesen Aufbau in konzentrischen Schalen von solcher Zartheit, daß ihre Durchschnitte den Eindruck machen, als blicke man in einen polygonalen, sich sehr allmählich verjüngenden Trichter. Sehr

¹⁾ N. J. 1881. I. 95.

²⁾ Lehrbuch 1893. I. 148—151.

³⁾ Philosophie d. Geol. 1867. 139.

⁴⁾ Z. D. G. G. 1867. 737.

häufig liegen auf den Grenzen der Schalen fremde Körper (die in der nächsten Abteilung Paragraph 215—226 als Einschlüsse ihre Besprechung finden werden) und bringen die zonare Struktur zu deutlicherem Ausdruck; oft aber fehlt, selbst bei stärkster Vergrößerung, jede fremde Substanz zwischen den Schalen, und der zonare Bau tritt nur hervor, weil die aufeinander folgenden Schalen verschiedene chemische Zusammensetzung haben und sich infolgedessen optisch verschieden verhalten. Dieser spezielle Fall des Schalenbaus, den *Tschermak* sehr bezeichnend mit dem Namen *isomorphe Schichtung* belegt hat, findet sich besonders häufig bei *Granat*, *Turmalin*, *Augit*, *Hornblende*, *Glimmer*, *Feldspat* und anderen Mineralien, die sich aus isomorphen Mischungen mehrerer Moleküle aufbauen. Sind die isomorph geschichteten Verbindungen farbig, so erkennt man die abweichende Zusammensetzung nicht selten an der Verschiedenheit der Farbe der einzelnen Zonen, wie dies *Taf. X Fig. 6* und *Taf. XI Fig. 1* am *Melanit* und *basaltischen Augit* erkennen lassen.

Die Form der einzelnen Schalen hängt von der Wachstumsweise der Kristalle ab. Je nachdem das Wachstum nach einer den Raum allseitig umschließenden Kristallform (*Pyramide*), nach einer einseitig offenen Form (*Prisma* usw.), oder nur nach einem Flächenpaar fortschreitet, erscheint im Durchschnitt die zonare Struktur in konzentrisch geschlossenen Polygonen oder in parallelen Liniensystemen. Im allgemeinen pflegt die Wachstumsweise bei ein und demselben Mineral in einem Gesteine konstant zu sein; doch findet man auch wohl mehrere Wachstumsrichtungen nebeneinander ausgebildet, so z. B. bei dunkelm *Glimmer* teils nach der Hauptspaltfläche, teils nach den Seitenflächen.

Die Linien der zonaren Struktur sind in der Regel den Umrissen der Kristalle parallel; man kann daher die äußere Kristallform, wenn sie durch Wiederauflösungsprozesse zerstört wurde, mit einiger Wahrscheinlichkeit aus der zonaren Struktur ableiten. Jedoch fehlt es auch nicht an Fällen, in denen dieser Parallelismus nicht vorhanden ist, sondern die zonare Struktur zu einer andern Kristallform führt, als die Begrenzung des Individuums erkennen läßt. Das sind Analoga zu den makroskopischen parallelen Verwachsungen von verschieden gestalteten *Fluorit*- und *Calcit*-Individuen, und sie erklären sich, wie diese, aus Veränderungen physikalischer oder chemischer Natur, die zwischen den beiden Wachstumsabschnitten der Lösung eintraten.

Da das optische Verhalten einer Substanz, von Druck und Temperatur abgesehen, eine Funktion ihrer molekularen Zusammensetzung ist, so begreift man, daß in den einzelnen Schalen von Kristallen mit isomorpher Schichtung der Wert und die Lage der optischen Vektoren, sowie das pleochroitische Verhalten ein verschiedenes sein kann. Beispiele hierfür bietet der spezielle Teil dieses Buches in großer Fülle dar.

214. Anwachs-*pyramiden* (*Anwachskegel*). *Sanduhrformen*. Von dem zonaren Bau sind grundsätzlich verschieden die eigentümlichen Wachs-

tumsformen, die unter dem Namen der Sanduhrformen oder Stundenglasformen beschrieben werden. Sie sind zuerst erwähnt und abgebildet von L. van Werveke¹⁾ und haben besonders durch F. Becke und seine Schüler eine tiefgehende Untersuchung erfahren. Die Erforschung wurde zuerst von Brögger²⁾ bei der Beschreibung des Homilits, Akmits und Ägirins als eine bedeutsame erwähnt, und später von J. Blumrich³⁾, sowie von A. Pelikan⁴⁾ in seinem Wesen richtig gedeutet. Danach kommt die Sanduhrstruktur dadurch zustande, daß kristallographisch verschiedene Flächen während des Wachstums des Kristalls chemisch verschiedene Materie zur Ablagerung bringen, und daß diese chemisch verschiedenen Teile wie bei den zonar gebauten Kristallen sich auch optisch verschieden verhalten. Daß diese Verschiedenheit auch auf andere Weise, z. B. an den Ätzfiguren erkannt werden kann, hat Becke in seiner zusammenfassenden Darstellung über den Aufbau der Kristalle aus Anwachskegeln⁵⁾ dargetan. Wie diese Wachstumsform sich in einem Dünnschliff ausnehmen kann, ist aus Taf. XI Fig. 2 zu ersehen, wo die Anwachsypyramide bei einem Augitkristall abgebildet ist.

Zweite Abteilung.

Einschlüsse.

215. Art der Einschlüsse. Wenn die in § 213 und 214 besprochenen Erscheinungen zeigen, daß die Kristalle in vielen Fällen der Forderung einer absoluten Homogenität, d. h. der physikalischen und chemischen Gleichwertigkeit aller ihrer Teilchen nicht genügen, so kann man eine andere Gruppe von Erscheinungen als Diskontinuitäten der Kristallsubstanz bezeichnen. Diese beruhen sämtlich darauf, daß der von dem Kristall eingenommene Raum nicht allenthalben von Kristallsubstanz, sondern zum Teil von fremden, der eigentlichen Kristallsubstanz nur mechanisch beigemengten Körpern erfüllt wird. Man faßt alle diese Fremdkörper unter der Bezeichnung Einschlüsse oder Interpositionen zusammen und kann nach H. Rosenbusch den Kristall auch mit dem der Zoologie entlehnten terminus „Wirt“, welcher fremde „Gäste“ beherbergt, bezeichnen. Die Einschlüsse lassen sich, je nachdem sie aus amorpher Substanz irgend welchen Aggregatzustandes, oder aus kristallisierten Körpern bestehen, in nicht individualisierte und individualisierte Einschlüsse trennen. Die ersteren bilden sich dadurch, daß der

¹⁾ N. J. 1879. 483—484.

²⁾ Z. X. 16. 1890. 155. 307. 327.

³⁾ T. M. P. M. 13. 1892. 239—255.

⁴⁾ T. M. P. M. 16. 1896. 1—64.

⁵⁾ Lotos, N. F. 14. 1894. 18 S.

wachsende Kristall Teilchen seiner Mutterlauge oder in dieser enthaltene Gase und Flüssigkeiten in sich aufnimmt, die zweiten entstehen durch die Einhüllung präexistierender oder sich zugleich mit dem wachsenden Kristall ausscheidender Kristallisationen in der Mutterlauge. Zu den nicht individualisierten Einschlüssen gehören Gas-, Flüssigkeits- und Glaseinschlüsse, sowie andere feste Massen, die man zuweilen auch als staubige Einlagerungen bezeichnet. Zu den individualisierten Einschlüssen gehören außer wohl charakterisierten Mineralien alle Kristalle, die wegen ihrer winzigen Dimensionen nicht identifiziert werden können und unter dem Sammelnamen der Mikrolithe (s. § 212) gehen.

216. Die Gaseinschlüsse werden in wenig passender Weise wohl auch Gas- und Luftporen genannt. H. Cl. Sorby, der sich zuerst eingehend mit dem wissenschaftlichen Studium dieser Erscheinungen beschäftigte, beschreibt sie unter dem Namen *gas and vapour cavities*¹⁾, und nach seinem Vorgange hat sich die deutsche Übersetzung des Namens eingebürgert.

Die Form solcher Gaseinschlüsse ist eine sehr wechselnde, doch walten rundliche und elliptische Gestalten vor, neben denen unregelmäßig verzerrte, schlauchförmige, verästelte und andere Formen auftreten (Taf. XI Fig. 3). Weniger häufig erscheinen sie als gewissermaßen negative Kristallräume, d. h. mit einer polygonalen Umgrenzung, die der Form ihres Wirtes entspricht. Selten treten Gasporen vereinzelt auf, meistens finden sie sich gruppenweise in Reihen und auf Flächen, willkürlichen Richtungen folgend, durch die Mineralsubstanz zerstreut; solche Einschlußreihen und Gruppen stellen sich dann bei schwachen Vergrößerungen als eine wolkige lokale Trübung des Minerals dar.

Gaseinschlüsse können aber auch gewissermaßen sekundär in hydratogenen Kristallen auftreten, wenn ursprüngliche Flüssigkeitseinschlüsse verdunsten, wie dieses zumal bei Mineralien mit sehr vollkommener Spaltung nicht selten der Fall ist; Sorby beobachtete solche sekundären Gaseinschlüsse am künstlichen Alaun. An natürlichen Kristallen zeigt sie das Steinsalz nicht selten und zwar in Form sog. negativer Kristalle von kubischer Form. Als Beispiel für den Einschluß primärer Gasporen kann man ebenfalls das Steinsalz (Knistersalz von Wieliczka) nennen. — Die hohe Lösungsfähigkeit der Schmelzflüsse für Gase ist eine Tatsache; sobald aber Abkühlung und damit verbundene Erstarrung eintritt, werden die gelösten Gase ausgeschieden (daher das „Spratzen“ des Silbers, die poröse Struktur der Laven usw.) und so erklärt sich die Anwesenheit der Gasporen sowohl in glasig erstarrten Flüssen, wie Obsidian (Taf. XI Fig. 3), als auch in pyrogenen Mineralien, wie Nephelin und anderen. Sehr schön zeigen sie die Feldspäte mancher javanischer Augit-Andesite, worin sie oft als negative Kristalle von der Form (010) (001) (101) erscheinen.

¹⁾ Quart. Journ. Geol. Soc. London **14**. 1858. 453–500.

Besitzen die in solchen Poren eingeschlossenen Gase eine gewisse Spannkraft, oder besaßen sie diese zur Zeit ihrer Einschließung, so wird durch den von ihnen ausgeübten Druck eine molekulare Spannung in der festen Substanz erzeugt, die in amorphen Körpern zu Erscheinungen der Doppelbrechung führen kann, wie sie sonst diesen Medien nicht zukommt, wie man sie aber auch (s. § 72) durch Anwendung äußeren Druckes auf Gläser künstlich nachahmt. Ja man beobachtet, daß auch bei kristallinischer Erstarrung des Wirtes eine ähnliche Störung der normalen optischen Eigenschaften durch eingeschlossene Gase entstehen kann. Besonders David Brewster¹⁾ verdankt die Wissenschaft eine Reihe höchst interessanter Untersuchungen über diese Beziehungen von optischen Anomalien zu eingeschlossenen Gasen.

217. Die Flüssigkeitseinschlüsse treten, ebenso wie die Gaseinschlüsse, meist in zahlreicher Vergesellschaftung auf und sind wie diese oft in Zügen und auf Flächen angeordnet, die bald regellos die Kristalle durchsetzen, bald mehr oder weniger genau kristallographischen Richtungen entsprechen. Die Form der Flüssigkeitseinschlüsse ist eine äußerst wechselnde. Neben den am häufigsten vertretenen runden und ellipsoidischen finden sich zylindrische, keulenförmige, birnförmige, ganz unregelmässige und oft vielverzweigte Gestalten; nicht selten tritt auch bei ihnen die geradflächig polyëdrische Abgrenzung auf, die dann durch Kristallformen ihres Wirtes gegeben wird. So sind die Flüssigkeitseinschlüsse im Steinsalz kubisch (Taf. XI Fig. 5), im Calcit oft rhomboëdrisch, im Quarz dihexaëdrisch usw. Die Dimensionen wechseln in sehr weiten Grenzen, sodaß in demselben Kristall neben mit unbewaffnetem Auge erkennbaren Flüssigkeitseinschlüssen sich solche finden, die man auch bei recht starken Vergrößerungen nur als eine wolkige Trübung der Mineralsubstanz wahrnimmt. Besonders groß sind die Einschlüsse von flüssiger Kohlensäure und Wasser im Rauchquarz von Branchville Conn., die z. T. mit bloßem Auge erkannt werden. Einschlüsse von flüssiger Kohlensäure von 1 mm Ausdehnung, wie sie W. Prinz²⁾ in Sapphiren beobachtete, und wie sie die Hamburger Mineralogische Sammlung in einer Topasplatte von Süd-Westafrika besitzt, gehören schon zu den Ausnahmen, und noch seltener mag es vorkommen, daß man, wie Brewster, einen in Sapphir liegenden Hohlraum von $\frac{1}{3}$ Zoll Länge antrifft, der zu zwei Drittel mit der bei 28° verschwindenden, also sehr reinen flüssigen Kohlensäure gefüllt ist. Nimmt man einen solchen Kristall kurze Zeit in den Mund oder legt ihn in die Achselhöhle und betrachtet ihn dann schnell, so ist die Libelle verschwunden, um nach kurzem wieder aufzutauchen.

Die Flüssigkeiten erfüllen den Raum, in welchem sie sich befinden, bald ganz, bald nur zum Teil, wie dieses Fig. 5 Taf. XI zeigt. Im letzteren

¹⁾ Edinb. Phil. Journ. 3. 1820. 98—100. Phil. Mag. 31. 1847. 101—104; 33. 1848. 489—493.

²⁾ Ann. Soc. belge de Microscopie. 1882.

Fall ist das Aussehen ein verschiedenes je nach dem Größenverhältnis zwischen Flüssigkeit und Einschlußraum. Ist so viel Flüssigkeit vorhanden, daß sie den Raum zum größeren Teil ausfüllt, so wird der Rest von dem Dampf der Flüssigkeit oder einem andern Gase in Form eines beweglichen runden Bläschens eingenommen, das als Libelle (*libella* = Wasserwage) bezeichnet zu werden pflegt. Es grenzt sich dann diese Libelle gegen die Flüssigkeit mit einem breiten, die Flüssigkeit gegen den Kristall mit einem schmalen dunkeln Rande infolge der totalen Reflexionen ab (s. § 218). Wenn dagegen das Flüssigkeitsvolumen im Verhältnis zum Einschlußraum ein kleines ist, und überdies die Flüssigkeit die Kristallsubstanz nicht benetzt (Taf. XI Fig. 4), so nimmt die Flüssigkeit Tropfenform an und umgibt sich mit einer Hülle ihres Dampfes oder eines andern Gases. Es bildet also dann scheinbar die Flüssigkeit eine Libelle, die sich nach außen durch einen dunkeln Rand gegen die Dampfhülle abgrenzt; diese ihrerseits ist dann auch gegen die Kristallsubstanz breit und dunkel umrandet. Das Auftreten der Libellen schließt natürlich mit Sicherheit die Verwechslung von Flüssigkeits- und Gaseinschlüssen aus.

Die in Kristallen eingeschlossenen Flüssigkeiten sind fast stets wasserhell, selten beobachtet man eine gelbliche, ausnahmsweise eine rotgelbe (*orange*) Färbung; dabei ist abgesehen von den klebrigen Einschlüssen erdölariger Substanzen.

218. Die optischen Erscheinungen bei Gas- und Flüssigkeitseinschlüssen fallen dadurch auf, daß man bei Einstellung auf verschiedene Höhen des Präparats sehr abweichende Bilder enthält. Eine Vorstellung hiervon geben die Abbildungen in Fig. 675, die dem Werke W. B. Carpenters, *The Microscope and its Revelations*, 7. Aufl., London 1891, entnommen sind. Die oberen Figuren (*A B C*) zeigen eine Luftblase in Wasser, die mittleren (*A' B' C'*) eine solche in Kanadabalsam und die unteren (*A'' B'' C''*) einen Öltropfen in Wasser.

Bei Einstellung auf den tiefsten Punkt einer mit Wasser umgebenen Libelle (*A* in Fig. 675) sieht man eine stark beleuchtete, scharf begrenzte, kleine runde Scheibe, die von einem breiten, vollständig dunkeln Kreis umgeben wäre, wenn es gelänge, alles Seiten- und Oberlicht, auch das vom Objektiv reflektierte, vollständig abzublenden. Wegen dieser unter gewöhnlichen Verhältnissen mangelhaften Ablendung treten in dem dunkeln Kreis helle (farbige) Interferenzringe auf, von denen einer in *A* gezeichnet ist. Bei Hebung des Tubus und Einstellung etwa auf die Äquatorialebene des Einschlusses umgibt sich die innere helle Scheibe mit einem verwaschenen Ring, während die äußere Begrenzung, abgesehen von Beugungsbildern, scharf bleibt (*B*). Bei abermaliger Hebung des Tubus, etwa auf die Oberfläche der Kugel, erhält auch der dunkle Kreis außen eine Schattierung (*C*). — Bei Einbettung der Libelle in Kanadabalsam anstatt in Wasser treten ähnliche Erscheinungen auf, nur werden die hellen Innenscheiben und die verwaschenen Ränder etwas kleiner, wie dies aus *A' B' C'*

der Fig. 675 bei Tief-, Mittel- und Hochstellung des Tubus zu ersehen ist. Übertrifft die Lichtbrechung des Einschlusses die des umgebenden Mediums, so kehrt sich die Erscheinung um; das scharf begrenzte Mittelfeld entsteht bei Hochstellung, die verwaschene Kontur des dunkeln Ringes bei Tiefstellung des Tubus, während bei mittlerer Lage ein Bild, etwa wie in B'' auftritt.

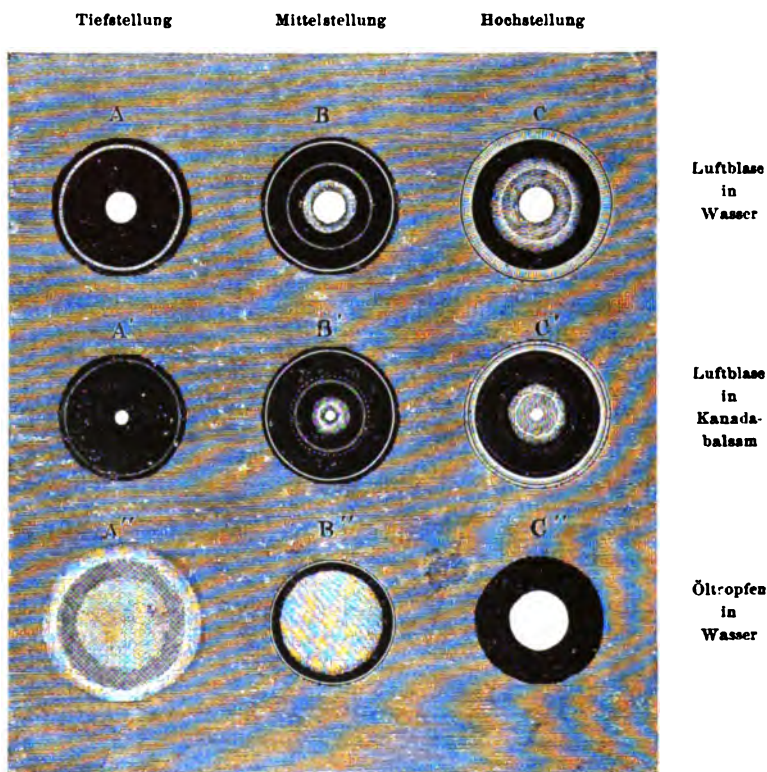


Fig. 675.

Diese wechselvollen Erscheinungen sind mehrfach auf Totalreflexionen zurückgeführt worden; indessen scheinen die Reflexionen hier eine geringere Rolle zu spielen als die Ablenkungen durch Brechung und die Begrenzungen durch die Aperturen der Beleuchtungslinsen und der Objektive. Fig. 676 zeigt den Gang eines in senkrechter Richtung einfallenden Strahlenbündels. Der äußerste Strahl rechts, der bei dem Übergang von Kanadabalsam in Luft unter dem Winkel von $40^{\circ} 35'$ totale Reflexion erleidet, erfährt eine zweite Totalreflexion an der Oberfläche des Deckglases, und dieses Schicksal erleiden auch noch eine Reihe anderer Strahlen, die an der Libelle noch nicht total reflektiert werden, wie der Strahl 2. Aber auch Strahl 3,

der zwar den Übergang aus dem Deckglas in Luft findet, ist so stark abgelenkt, daß er von Trockensystemen nicht aufgenommen wird. Die Verhältnisse werden noch verwickelter, wenn man den Gang von andern einfallenden Strahlenbündeln verfolgt, wobei man findet, daß keine einfache Beziehung zwischen den Radien der hellen Scheiben und dunkeln Ränder einerseits, und den Brechungsverhältnissen andererseits besteht. Bei der Voraussetzung gleicher Aperturen läßt sich nur soviel sagen, daß die dunkeln Ränder der Gaseinschlüsse breit, die der Flüssigkeitseinschlüsse schmal und die der Einschlüsse von festen Körpern noch schmaler werden.

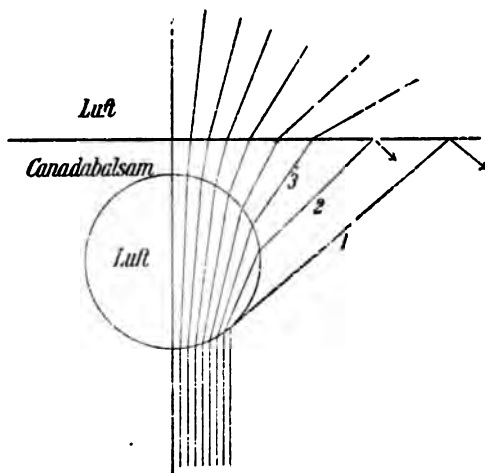


Fig. 676.

219. Brownsche Molekularbewegung. Die in den Flüssigkeitseinschlüssen vorkommenden Libellen zeigen sehr oft eine scheinbar spontane Bewegung, indem sie bald langsam pendelartig hin und her schwanken, bald in lebhaftem Tanze und wechselnder Richtung durch die Flüssigkeit dahineilen. Diese Beweglichkeit pflegt um so größer zu sein, je kleiner die Libelle ist; große Libellen bleiben stationär. Es gelingt leicht, eine Bewegung bei kleinen Libellen künstlich hervorzubringen, wenn sie nicht vorhanden ist, indem man dem Einschluß einseitig durch Annäherung eines an seinem Ende erhitzten Glasstabes oder durch Daraufblasen eines erhitzten Luftstromes aus einer feinen Glasröhre Wärme zuführt. Über die Glasröhre schiebt man an geeigneter Stelle einen passenden Metallzylinder, welcher erhitzt wird, und verbindet das andere Ende mit einem kleinen Gummiballon, durch dessen Druck man die Luft durch die geheizte Glasröhre treibt. Große Libellen sind auf diese Weise nur ausnahmsweise in Bewegung zu setzen; sobald aber durch hinreichende Erhitzung und

dadurch bedingte Expansion der Flüssigkeit die Libelle auf die geeignete Größe reduziert ist, tritt auch hier die Bewegung ein. Dabei macht man die eigentümliche Wahrnehmung, daß die Libelle von der Wärmequelle in manchen Fällen angezogen, in andern Fällen dagegen abgestoßen wird. Man kann an geeigneten Libellen den Versuch in beliebiger Reihenfolge rasch hintereinander und stets mit dem gleichen Resultat wiederholen, solange die angewandten Temperaturen nicht zu sehr variieren. Durch die einseitige Wärmezufuhr wird einmal die Oberflächenspannung der Flüssigkeit auf der erwärmten Seite des Einschlusses, der als Kapillarröhre zu denken ist, verringert und dadurch die Libelle der Wärmequelle zugetrieben; andererseits wird auf der erwärmten Seite ein Teil des in der Flüssigkeit gelösten Gases frei, dadurch die Oberflächenspannung erhöht und also die Libelle von der Wärmequelle fortgetrieben. Der relative Wert dieser beiden Erscheinungen, der mit der Temperatur sich ändern kann, bedingt Anziehung oder Abstoßung der Libelle.

Diese, besonders bei den lebhaft sich bewegendenden Libellen anfangs sehr überraschende Erscheinung wurde zuerst von dem englischen Botaniker R. Brown 1827 beobachtet¹⁾ und nach ihm die Brownsche Molekularbewegung genannt, wenn es sich auch natürlich nicht etwa um die sichtbar gemachte Bewegung der Moleküle handeln kann.

Die Bewegung beschränkt sich keineswegs auf die Libellen, sondern ist an jedem kleinen, in einer Flüssigkeit suspendierten Körperchen zu beobachten. A. Atterberg²⁾ hat festgestellt, daß Sandkörner von $3\ \mu$ Größe diese Bewegung nur schwach zeigen, daß sie aber bei Körnern von $2\ \mu$ ausgeprägt vorhanden ist. Sehr gut eignet sich zur Demonstration ein durch passende Verdünnung durchsichtig gemachter Tuschetropfen, den man unter einem Deckglas ausbreitet und bei sehr starker Vergrößerung betrachtet. Bei der Schätzung der Geschwindigkeit der pendelnden Bewegungen der Kohleteilchen darf man die angewandte etwa 1000fache Vergrößerung nicht außer acht lassen. Ein solches Tuschepartikelchen mochte nach meinen Beobachtungen etwa 10 Hin- und Herbewegungen in einer Sekunde ausführen, wie durch Vergleich mit einer schwingenden Saite geschätzt wurde, und dabei Amplituden bis zu etwa $0,0005\ \text{mm} = \frac{1}{2}\ \mu$ erreichen. Auf geradlinige Bewegung umgerechnet, ergibt dies einen Weg von $\frac{1}{100}\ \text{mm}$ in einer Sekunde. Man hat es also mit einer schließlich doch nur sehr langsamen Bewegung zu tun, die noch etwa dreimal langsamer als die der Spitze des großen Zeigers einer Taschenuhr erfolgt; nur die starke Vergrößerung und der Richtungswechsel machen sie so auffällig.

Diese Brownsche sog. Molekularbewegung hat zu sehr vielen Untersuchungen Veranlassung gegeben, von denen hier nur einige wie die von

¹⁾ Phil. Mag. 4. 1828. 161—163; 6. 1829. 161—166; Pogg. Ann. 14. 1828. 294—313.

²⁾ „Versuchs-Stationen“, Kalmar 1909. 135.

Chr. Wiener¹⁾, S. Exner²⁾, W. N. Hartley³⁾, G. W. Hawes⁴⁾, A. Einstein⁵⁾ und J. Perrin⁶⁾ genannt werden mögen. G. W. Hawes hat es wahrscheinlich gemacht, daß die scheinbar freiwillige Bewegung der Libellen in den Flüssigkeiten, über deren Ursache man sehr verschiedene Vermutungen aufgestellt hat, durch stete Temperaturschwankungen bedingt ist, da sie aufhört, wenn man die Temperatur in dem Präparat auf dem Mikroskopisch allenthalben gleich und konstant macht. Nach den neueren Untersuchungen wird die Brownsche Bewegung durch die regellosen Stöße der Flüssigkeitsmoleküle gegen die suspendierten Teilchen hervorgerufen⁷⁾.

Die Beweglichkeit der Libellen ist ein vollgültiger Beweis für den flüssigen Aggregatzustand der Einschlüsse, in denen sie auftreten und bildet ein wichtiges Unterscheidungs mittel gegenüber den Glas- und Schlackeneinschlüssen.

220. Entstehung der Gas- und Flüssigkeitseinschlüsse. Die Gaseinschlüsse können bei allen Arten von Kristallisationen, also in wässerigen oder schmelzflüssigen oder gasigen Lösungen — im letzteren Falle auf dem Wege der Sublimation — entstehen. Ihre Bildung bei sublimierten Kristallen bedarf keiner weiteren Begründung. Ihre primäre Entstehung bei wässerigen Lösungen hat J. W. Retgers⁸⁾ sehr ansprechend erklärt, indem er an die Tatsache anknüpft, daß Wasser und andere Lösungsmittel Gase absorbieren und unter gewissen physikalischen Bedingungen wieder abscheiden können. Verliert z. B. eine wässrige Lösung durch Verdampfung Wasser und durch Kristallisation Salz, so werden sich auch die gelösten Gase allmählich ausscheiden und an die Oberfläche der wachsenden Kristalle in Form kleiner Bläschen ansetzen, wie sich die Kohlensäurebläschen an einen Stab ansetzen, den man in Sodawasser taucht. Natürlich können diese Gasausscheidungen auch durch Temperaturerniedrigung erfolgen, wie schon Sorby an die Luftporen im Eis treffend erinnerte. Befindet sich ein derartiges, bei kleinen Dimensionen außerordentlich festhaftendes Bläschen an der Oberfläche eines im Wachstum begriffenen Kristalls, so sieht man ein, daß um das Bläschen herum die Mutterlauge stagniert und nicht so leicht durch Ströme übersättigter Lösung verdrängt wird. Auf eine kleinere oder größere Entfernung um das Gasbläschen wird also kein Wachstum stattfinden, sondern ein mehr oder weniger

¹⁾ Pogg. Ann. 118. 1863. 90.

²⁾ S. W. A. 56. 1867. 116—123.

³⁾ Proc. R. Soc. London. 26. 1878. 137, 150.

⁴⁾ Am. Journ. 21. 1881. 208—209.

⁵⁾ Ann. Phys. (4) 19. 1908. 371—381.

⁶⁾ Die Brownsche Bewegung und die wahre Existenz der Moleküle. Übersetzt aus dem Französischen von J. Donau. Sonderausgabe der Kolloidchemischen Beihefte. Dresden-Leipzig 1910. 84 S.

⁷⁾ Vergl. G. Mie in Handwörterb. d. Naturw. Jena. Bd. VI. 1916. 766.

⁸⁾ Z. phys. Chem. 9. 1892. 274.

großer Mutterlaugeneinschluß sich bilden, um den die Substanz in kristallographischer Orientierung herumwächst und einen sogenannten negativen Kristall bildet. Da nun die Größe der um das Gasbläschen stagnierenden Mutterlauge von zufälligen Umständen abhängt, so erklärt sich auch das vielfach beobachtete Fehlen eines bestimmten Größenverhältnisses von Libelle und Flüssigkeit.

Mit dieser R e t g e r s c h e n Erklärung steht auch die schon von S o r b y bei künstlichen Kristallisationen gemachte Beobachtung im Einklang, daß die Zahl der Flüssigkeitseinschlüsse im geraden, ihre Größe im umgekehrten Verhältnis zur Wachstumsgeschwindigkeit steht. Bei langsamer Kristallisation haben eben die Gase Zeit, sich in der Lösung zu verteilen und an der Oberfläche zu verdunsten, während sie bei schneller Kristallisation an Ort und Stelle ausgeschieden werden.

Daß alle in Mineralien auftretenden Flüssigkeitseinschlüsse primär seien, ist nicht anzunehmen; vielmehr ist es von vornherein vorstellbar, daß ursprüngliche Gaseinschlüsse oder durch chemische Einwirkungen sekundär entstandene Hohlräume von kapillaren Spalten her mit Flüssigkeit injiziert wurden. Auf den durch Druck bei der Gebirgsfaltung entstandenen Kapillarräumen in den Mineralien ist sehr oft Flüssigkeit eingedrungen.

221. Glaseinschlüsse. In Mineralien, die aus schmelzflüssiger Lösung kristallisierten, findet man oft Teile ihrer schmelzflüssigen Mutterlauge in erstarrter Form eingeschlossen und nennt dieselben **Glaseinschlüsse** (glass cavities Sorby) bei amorpher Erstarrung, **Schlackeneinschlüsse** (stone cavities Sorby) bei mehr oder weniger kristalliner Ausbildung, sei diese nun ein die Erstarrung begleitender oder erst später in dem bereits starren Einschluß verlaufender Akt gewesen. Zuweilen sind diese Einschlüsse schon mit unbewaffnetem Auge zu erkennen, wie die bis hirsekorngroßen Glaseinschlüsse in den Quarz- und Feldspatkristallen des Pechsteins von der Insel Arran, die F. Zirkel beschrieb¹⁾. Die Form dieser Glas- und Schlackeneinschlüsse ist eine ebenso regellose und mannigfache, wie bei den Gas- und Flüssigkeitseinschlüssen, und auch hier beobachtet man oft, daß die Einschlüsse die Formen ihrer Wirte besitzen, z. B. dihexaëdrisch im Quarz (Taf. XII Fig. 1), rhombendodekaëdrisch im Hauyn, parallelepipedisch im Feldspat (Taf. XII Fig. 2) usw. sind. Die Farbe dieser Glaseinschlüsse ist eine mit ihrer chemischen Zusammensetzung, zumal mit dem Eisengehalt des Gesteinsglases wechselnde; sie pflegen farblos in den Gemengteilen der sauren Eruptivgesteine zu sein, sind dagegen sehr oft gelb, rot oder braun gefärbt in denen der basischen Felsarten. Überaus häufig haften an diesen Glaseinschlüssen ein oder mehrere, stark dunkel umrandete, durch Temperaturveränderungen nicht bewegliche Gasbläschen (Taf. XII Figuren 1 und 2), ja in manchen Fällen

¹⁾ Z. D. G. G. 23. 1871. 43.

sind die Glasfetzchen siebartig durchlöchert durch die große Zahl anhaftender Bläschen. Ihre Unbeweglichkeit und die gleichzeitige Anwesenheit mehrerer in demselben Glaseinschluß (Taf. XII Fig. 2) sind das beste Unterscheidungsmittel dieser gegenüber den Flüssigkeitseinschlüssen.

Glaseinschlüsse, welche Flüssigkeitseinschlüsse bergen, wurden von F. Zirkel erwähnt¹⁾. Sorby schrieb die Bildung der Gasbläschen der Kontraktion des erstarrenden Glaseinschlusses zu und erklärte ihr Fehlen durch die starke Adhäsion des Einschlusses an den Kristallwänden bei geringem Betrage der Kontraktion. Man hat mit Recht gegen diese Erklärung eingewandt, daß eine so starke Volumabnahme, wie sie die oft so zahlreichen Bläschen notwendig erscheinen lassen würden, nicht anzunehmen sei. Da man weiß, daß die natürlichen Silikatschmelzflüsse große Mengen von Gasen (Wasserdampf) absorbieren können, die bei Abkühlung oder Druckverminderung entweichen, so gilt hier für das Vorhandensein und Fehlen der Gasbläschen eine ähnliche Erklärung, wie sie in Paragraph 220 bezüglich der Libellen gegeben wurde²⁾. Dagegen dürfte eine eigentümliche Spannung, die man in der unmittelbaren Nähe dieser Glaseinschlüsse, zumal wenn sie sog. negative Kristalle sind, an ihren Wirten beobachtet, und die zumeist nur optisch wahrnehmbar ist, stellenweise sich aber auch bis zur Bildung kapillarer Risse steigern kann (Taf. XII Fig. 1), wohl mit der Schrumpfung dieser erstarrenden Schmelzflußteilchen, die kräftig an der Substanz des einschließenden Kristalls adhäreren, in ursächlichem Zusammenhang stehen.

222. Individualisierte Einschlüsse. Das Vorkommen der individualisierten Einschlüsse, der Einschlüsse von Mineralien in Mineralien, ist eine schon vor Einführung des Mikroskops bei durchsichtigen Mineralien wie Quarz, Glimmer, Kalkspat, wohlbekannte Tatsache, die in einzelnen Fällen [Kryptolith (Monazit) in Apatit] auch chemisch³⁾ dargetan wurde. Die mikroskopischen Untersuchungen haben nur die außerordentliche Verbreitung derartiger Interpositionen nachgewiesen und ihre Bedeutung für die Resultate chemischer Analysen in helles Licht gestellt. Auch manche optischen Phänomene (Schillern der Kristalle, Asterismus usw.) hat man durch ihr Vorhandensein erklären können. Man pflegt nun nur diejenigen in den Mineralien eingeschlossenen fremden Kristalle als Interpositionen zu bezeichnen, die älter als ihr Wirt sind oder sich mit diesem gleichzeitig bildeten, betrachtet dagegen die auf Spaltungsdurchgängen infiltrierten oder durch Zersetzung und Umwandlung des Wirtes entstandenen Neubildungen nicht als eigentliche Einschlüsse. Die konstante Wiederkehr gewisser Interpositionen in gewissen Wirten läßt vermuten, daß durch die Kristallisation einer bestimmten Verbindung aus einer gemischten Lösung oder Schmelze sofort eine andere Verbindung unlöslich wird und

¹⁾ Z. D. G. G. 19. 1868. 132.

²⁾ S. auch Vogelsang, Pogg. Ann. 121. 1864. 116.

³⁾ F. Wöhler, Pogg. Ann. 67. 1846. 268—272, 424—427.

zur Ausscheidung gelangt. Wenn z. B. in einem Dunit-Magma Mg_2SiO_4 auskristallisiert, so scheint die Schmelze in bezug auf $FeCr_2O_4$ übersättigt zu werden ¹⁾.

In denjenigen Gesteinen, die unter starkem Gebirgsdruck standen, sind die Gemengteile oft einer weitgehenden Zertrümmerung anheimgefallen, in deren Gefolge Lösungen teils auf rein mechanisch orientierten, teils auf durch Gleitung bedingten Flächen Neubildungen hervorbrachten. Die Unterscheidung solcher Neubildungen von ursprünglichen Einschlüssen kann sehr schwierig werden.

Die Menge der individualisierten Einschlüsse in einem Kristall ist oft eine so große, daß man geradezu von einer gegenseitigen Durchdringung zweier oder mehrerer stofflich und morphologisch verschiedener Substanzen sprechen kann. Ganz besonders häufig trifft man den Quarz und die sauren Feldspäte in dieser gegenseitigen Durchdringung; dieselbe bildet eine eigene, für gewisse Glieder der Quarzporphyr-Reihe charakteristische Erscheinung, die sog. granophyrische Struktur (Taf. XIII Fig. 4). Auch die basischen Massengesteine zeigen verwandte Phänomene, indem z. B. die größeren Augiteinsprenglinge derart erfüllt sind mit Apatit, Magnetit, Glimmer, Nephelin, Hauyn usw., daß die Augitsubstanz gewissermaßen nur ein Zement für diese verschiedenartigen Mineralien bildet (Taf. XII Fig. 5). Mit solchen Gebilden haben die in den kristallinen Schiefen vorzugsweise auftretenden Perimorphosen eine unverkennbare Analogie.

223. Räumliche Anordnung der Einschlüsse. In vielen Fällen bemerkt man keinerlei gesetzmäßige Beziehung in der Anordnung der kristallinen Interpositionen gegen ihre Wirte (Taf. XII Fig. 3) oder gegeneinander. Wir wissen jedoch durch die makroskopischen regelmäßigen Verwachsungen vieler Mineralien, die besonders von O. Mügge ²⁾ und F. Wallerand ³⁾ studiert wurden, sowie durch die Untersuchungen Frankenheims über Kristallisationen, die er sich auf Spaltblättchen von Glimmer, Gips und Fluorit vollziehen ließ ⁴⁾, daß ein Kristall richtend auf Kristalle anderer Art einwirken kann, die sich auf ihm bilden. Auch bei den mikroskopischen kristallinen Interpositionen ist vielfach eine bestimmte Anordnung gegeneinander und gegen ihren Wirt erkennbar. Taf. XII Fig. 4 zeigt eine solche bei den mikrolithischen Einschlüssen des Hypersthens, die seinen Farbenschiller bedingen. Ebenso wird die in den Tiefengesteinen so verbreitete Durchdringung bei verschiedenen Gliedern der Feldspatreihe (Mikroclin, Albit, Orthoklas) durch streng kristallographische Gesetze geregelt. Der spezielle Teil des Buches wird zahlreiche Belege hierfür bringen.

¹⁾ Mitteilung von H. Rosenbusch.

²⁾ N. J. B. B. 16. 1902/03. 335—475.

³⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 25. 1903. 180—222.

⁴⁾ Pogg. Ann. 37. 1836. 516—522.

Nicht durch kristallographisch richtende Kräfte, sondern nur durch die Wachstumsgeschwindigkeit ist die Erscheinung bedingt, daß sich regelmäßige Einlagerungen an gewissen Stellen ihrer Wirte häufen, während andere Teile verhältnismäßig oder ganz frei davon sind. Diese Regelmäßigkeit zeigt sich daher nicht nur bei kristallinen sondern auch bei andersartigen Interpositionen. Man unterscheidet in dieser Beziehung die zentrale (Taf. XIII Fig. 1), die peripherische (Taf. XIII Fig. 2), die zonare (Taf. XIII Fig. 3) und die in verschiedenen Teilen der Anwachspyramide verschieden erfolgende Anordnung. Bei der zentralen Anordnung sind die inneren Teile des Kristalls voll von Einschlüssen, die äußeren mehr oder weniger frei, bei der peripherischen ist das Umgekehrte der Fall. Bei der zonalen Anordnung liegen die Einschlüsse auf den Oberflächen konzentrischer Kristallschalen. Die Anordnung der Einschlüsse in gewissen, kristallographisch begrenzten Teilen eines Individuums, und das Fehlen in anderen Teilen, hängt mit der Entstehung der Kristalle aus Anwachspyramiden (§ 214) auf das innigste zusammen. Die schon oben erwähnten Arbeiten Beckes und seiner Schüler müssen auch hier zur Erklärung herangezogen werden. Die Richtungen, nach denen ein Kristall am schnellsten wächst, nach denen, wie man sich ausdrücken kann, die größte Kristallisationskraft herrscht, sind besonders befähigt, Fremdkörper zurückzuweisen, so daß diese also auf den zugehörigen Flächen nicht zur Ablagerung gelangen; andere Richtungen aber mit langsamem Wachstum vermögen sich der Schmarotzer gleichsam nicht zu erwehren. So hat schon C. E. M. Rohrbach¹⁾ überzeugend nachgewiesen, daß die bei Chialolith in den Querschnitten als dunkle Kreuzarme erscheinenden Wände von Einschlüssen nur die Spuren von Prismenkanten darstellen, die an den Chialolithkristallen meist schlecht ausgebildet, häufig eingekerbt sind und so den in der ganzen Lösung vorhandenen Fremdkörpern am ehesten Gelegenheit geben, an diesen ruhigen Stellen liegen zu bleiben, um beim Weiterwachsen der Flächen eingeschlossen zu werden. Damit war wohl die Erklärung des Kreuzes, nicht aber die des zentralen Flecks gegeben, die erst aus der Beckeschen Auffassung von den Anwachspyramiden folgt²⁾. Becke sieht in dem schwarzen Zentralfleck nichts anderes, als den quer durchschnittenen Anwachskegel der Endfläche. Während auf den Prismenflächen das Wachstum des Chialolithkristalls solide fortschreitet, werden auf den Endflächen massenhaft fremde Einschlüsse aufgenommen. Auch der von Pelikan³⁾ wiederholte Versuch de Sénarmonts⁴⁾ über die Kristallisation von Strontiumnitrat in einer Farblösung, und die Beobachtungen Mühlhauers⁵⁾ über die regel-

1) Z. D. G. G. 39. 1887. 635.

2) „Lotos“ 14. 1894. 4.

3) T. M. P. M. 13. 1892. 285.

4) Ann. Chim. Phys. (3) 41. 1854.

5) T. M. P. M. 20. 1901. 368.

mäßigen Einschlüsse in Gipskristallen und viele andere, noch nicht unter dem einheitlichen Gesichtspunkt der Becke'schen Anwachskegel gemachten Beobachtungen, gehören hierher.

Da Wachstumsgeschwindigkeit und Einschlußreichtum hiernach in umgekehrtem Verhältnis stehen, so darf man schließen, daß bei zentraler Anordnung der Einschlüsse das Wachstum des Wirtes sich beschleunigte, bei peripherischer sich verlangsamte, und daß bei zonarer Anordnung Perioden langsamen und raschen Wachstums abwechselten.

224. Die stoffliche Natur der Einschlüsse wurde zuerst von H. Davy untersucht¹⁾, wobei er sich zunächst auf mehr oder weniger makroskopische Vorkommen beschränkte und die gewöhnlichen chemischen Prüfungsmethoden zur Anwendung brachte. So fand Davy in Mineralien, die für Gase undurchdringlich sind, wie im Amethyst von Schemnitz, Bergkristall von Guanaxuato (?) und im Chalcedon aus pyrogenen Gesteinen Stickstoff, der nach seiner Annahme aus der Atmosphäre herühren konnte, dessen Sauerstoff von der Mutterlauge absorbiert war, während in den Hohlräumen der für Gase permeablen Mineralien, wie des Calcits und einiger Chalcedone, die eingeschlossenen Bläschen sich als atmosphärische Luft bestimmen liessen. Bei den impermeablen Mineralien standen die Gase unter sehr geringem Druck ($\frac{1}{8}$ bis $\frac{1}{70}$ Atmosphäre), was sich bei dem vorsichtigen Öffnen der Hohlräume unter Öl, Wasser und Quecksilber herausstellte. Einmal beobachtete er auch bei einem Kristall (quid?) von Capam d'Hollanda (nicht Capao do lan, wie gewöhnlich angegeben wird) einen Flüssigkeitseinschluß mit sehr kleinem Bläschen, das sich bei der Öffnung auf das 10 bis 12fache seines früheren Volumens ausdehnte. Die Flüssigkeit war Wasser.

Zu ähnlichen Resultaten wie Davy bei den zuerst genannten Beobachtungen gelangte Gumbel²⁾ bei den Untersuchungen der mit Flüssigkeit gefüllten Chalcedonmandeln von Catalan, 30 Leguas NO von Salto in Uruguay. Dieselben ergaben, daß die Gase des Mandelinhalts wahrscheinlich Wasserdampf und atmosphärische Luft von geringem Druck, nämlich 65,1 mm Quecksilber waren. Wurde daher die Mandel unfern der Erdoberfläche gebildet, so mußte sie im Augenblick ihres Schließens von einer Atmosphäre von Wasserdampf und Luft umgeben sein, deren Temperatur so hoch war, daß durch Abkühlung der Mandel auf 15,5° C. die Spannung der eingeschlossenen Gase bis auf 65 mm sinken konnte. Das würde auf eine Temperatur von etwa 100° C. schließen lassen.

225. Einschlüsse von Wasser sowie flüssiger und gasförmiger Kohlensäure. Außerordentlich interessante und wertvolle Untersuchungen über die Flüssigkeitseinschlüsse in Kristallen verdanken wir Sir David

¹⁾ Philosoph. Transact. 1822. 367—376. Ann. Chim. Phys. 21. 1822. 132—143.

²⁾ S. M. A. 1880. 241—254; 1881. 321—368.

Brewster¹⁾ Er stellte seine Untersuchungen besonders an jenen wasserhellen bis bläulichen Topasgeschieben vom Rio Belmonte in Brasilien an, die unter dem Namen Pingos d'agoa (Wassertropfen) bekannt sind, zog aber ferner eine große Reihe anderer Mineralien, wie Quarz, Cymophan, Olivin, Smaragd, Beryll, Feldspat u. a. in den Bereich seiner Forschungen. Er erkannte, daß in den Flüssigkeitseinschlüssen zwei physikalisch sehr verschiedene Fluida bald einzeln, bald nebeneinander, aber ohne sich zu mischen, vorkommen. Die eine Flüssigkeit zeigte eine sehr geringe Adhäsion an den Wandungen der sie enthaltenden Höhlungen, eine ungemeine Beweglichkeit und eine auffallende Ausdehnung bei Erwärmung, sowie ein sehr geringes Brechungsvermögen, während die Eigenschaften der andern Flüssigkeit meistens sehr gut mit denen des reinen Wassers oder einer mehr oder weniger konzentrierten wässerigen Lösung übereinstimmten. Die Ausdehnung der sehr expansiblen Flüssigkeit wurde von Brewster genau gemessen, indem er das Volumverhältnis der Libelle zu dem Fluidum bestimmte und nun bis zum Verschwinden der Libelle erwärmte. Es ergab sich, daß bei einer Erwärmung von 50° bis 80° F. (10°—26,7° C.) die Flüssigkeit sich um ein Viertel ihres ursprünglichen Volumens, von 1 auf 1,25, ausgedehnt hatte, also 82 mal stärker als Wasser, dessen Volumen bei 10° C. und 26,7° C. sich verhält wie 1,000145 : 1,003190 oder wie 1,000000 ; 1,003045. — Betrug dagegen ursprünglich, d. h. bei gewöhnlicher Temperatur, das Volumen der Flüssigkeit nur $\frac{1}{8}$ — $\frac{1}{4}$ des ganzen Hohlraums, also das der Libelle $\frac{2}{8}$ — $\frac{3}{4}$, so trat bei Erwärmung die entgegengesetzte Erscheinung ein; statt sich auszudehnen und die Libelle zu absorbieren, nahm das Volumen der Flüssigkeit ab und sie verdampfte gänzlich. — Der Brechungsindex dieser expansiblen Flüssigkeit wurde im Topas zu 1,1311 bestimmt, während der der andern nicht expansiblen Flüssigkeit sich auf 1,2946, also weit näher dem des Wassers, stellte, welchen Brewster = 1,3358 fand. — Öffnete Brewster die Einschlüsse im Topas und gelangte die expansible Flüssigkeit auf die Kristalloberfläche, so breitete sie sich aus, kam in wallende Bewegung und verdunstete in 10—12 Minuten, meistens mit Hinterlassung eines Rückstandes von kleinen getrennten festen Teilchen, die bei Annäherung eines warmen Gegenstandes wieder flüssig wurden. Wärme verflüchtigte diese Teilchen, und in Salzsäure, Schwefelsäure und Salpetersäure lösten sie sich ohne Brausen.

Brewster zog aus seinen Beobachtungen den Schluß, daß die stark expansible Flüssigkeit ein komprimiertes Gas sein müsse, konnte sie aber mit keinem bekannten Körper identifizieren. Erst lange nachdem Thilorier im Jahr 1835 seine Untersuchungen über liquide und feste Kohlensäure²⁾ veröffentlicht hatte, sprach R. Th. Simmler³⁾

¹⁾ Edinb. Phil. Journ. 9. 1823. 94—95, 268—270, 400. Transact. R. S. Edinb. 10. 1826. 1—42; 407—427. Pogg. Ann. 7. 1826. 469—488; 489—514 und zahlreiche andere Aufsätze des Verfassers.

²⁾ Pogg. Ann. 36. 1835. 141

³⁾ Pogg. Ann. 105. 1858. 460—466.

1858 die Vermutung aus, daß die von Brewster in manchen Mineralien, zumal in Topas, entdeckte expansible Flüssigkeit liquide Kohlensäure sei und begründete seine Ansicht durch eine Vergleichung der von Brewster und Thilorier gefundenen Konstanten beider. So ließ sich aus Brewsters Versuchen der Ausdehnungskoeffizient des expansiblen Fluidums zwischen $10,6^{\circ}\text{C.}$ und $26,7^{\circ}\text{C.}$ zu 0,01497 für 1°C. , nach Thilorier derjenige der liquiden Kohlensäure in den Grenzen von 0° — 30°C. zu 0,015 für das gleiche Temperaturintervall ermitteln; ähnliche Übereinstimmung ergab sich für die übrigen Eigenschaften. Genaue Temperaturmessungen über das Verschwinden und Wiedererscheinen der Libellen stellte Alexis A. Julien an ¹⁾, indem er den ganzen Schliff in ein kleines Wasserbad tauchte. Die fragliche Temperatur lag bei etwa 28°C.

Die Beobachtung Brewsters, daß in ein und demselben Einschluß die expansible Flüssigkeit (liquide Kohlensäure) unvermischt mit einer andern (Wasser) vorkomme, läßt sich in zahlreichen Fällen bei dem Studium der Flüssigkeitsinterpositionen des Quarzes in granitischen Gesteinen und kristallinen Schiefen, des Bergkristalls, des Topases, Berylls usw. wiederholen (Taf. XI Fig. 6), und stützt in hohem Grade die Vermutung Simmlers. Die Erscheinung dieser Flüssigkeitseinschlüsse mit doppelter Libelle, wie man sie zu nennen pflegt, oder dieser Einschlüsse zweier sich nicht mischender Flüssigkeiten, wie sie richtiger heißen sollte, ist dann eine solche, daß die nicht stark ausdehnbare, das Mineral netzende Flüssigkeit die peripherischen Teile des Einschlusses einnimmt, während die liquide und die gasförmige Kohlensäure die zentralen Teile okkupiert; und zwar umhüllt die liquide Kohlensäure die gasförmige, beide mit sphäroidaler Form, wenn die Menge der flüssigen eine relativ große ist. Umgekehrt wird ein Tropfen der flüssigen Kohlensäure durch die gasförmige von dem Wasser getrennt, wenn das Mengenverhältnis ein umgekehrtes ist. Die Lage der breiteren und schmäleren durch Totalreflexion entstehenden Grenzränder läßt im allgemeinen diese beiden Fälle sicher unterscheiden. Ob zwischen der Kohlensäure und der Einschlußwand Wasser vorhanden ist, oder nicht, darüber belehrt gleichfalls die Beobachtung der Grenzränder oder aber ein Erwärmungsversuch, durch den im ersteren Fall die äußere Grenzlinie der Kohlensäure nach außen verschoben wird, im zweiten nicht.

Nach David Brewster nahm zuerst H. C. Sorby ²⁾ die Untersuchungen über die chemische Natur der Flüssigkeitseinschlüsse wieder auf und bestätigte die von Brewster gemachten Angaben.

Den positiven Beweis dafür, daß die expansible Flüssigkeit in den Einschlüssen liquide Kohlensäure sei, gaben erst H. Vogelsang und

¹⁾ Journ. Amer. Chem. Soc. 3. 12 Seiten.

²⁾ Quart. Journ. G. S. London. 14. 1858. 453—500; Proc. Roy. Soc. London. 1869. 291—302.

H. Geißler¹⁾. Ersterer fand in einem Bergkristall von unbekanntem Fundort (wahrscheinlich Madagaskar oder Ceylon) zahlreiche Flüssigkeitseinschlüsse von 0,2 mm bis zu verschwindender Größe, von unregelmäßiger Gestalt oder in der Form von negativen, aus Dihexaeder und Säule bestehenden Kristallen. Flüssigkeit und Libelle waren verhältnismässig dunkelrandig, die Libelle unbeweglich; sie verließ ihre Lage erst bei Temperaturveränderungen. Die Flüssigkeit benetzte den Quarz nicht und ließ also kapillare Teile des Hohlraums unerfüllt, so daß sie sich in sphäroidaler Gestalt nach außen abgrenzte. Bei Erwärmung aber trat

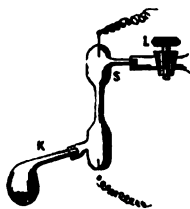


Fig. 677.

Apparat zum spektralanalytischen Nachweis der Kohlensäure
nach Vogelsang und Geißler.

das Fluidum mit konvexem Meniskus in die kapillaren Teile der Pore ein. Bei einer Erwärmung von 22° C. auf 32° C. dehnte sich die Flüssigkeit etwa um die Hälfte ihres Volumens aus, denn bei 22° C. war Fluidum zu Libelle etwa wie 2 : 1, bei 32° C. war die Libelle verschwunden. Die Ausdehnung schien also eine noch stärkere zu sein, als sie Thilorier gefunden hatte, ein Umstand, der sich durch die mancherlei Fehlerquellen bei mikroskopischen Messungen erklärt. Im Topas vom Rio Belmonte verschwand die Libelle zwischen 30° C. und 31° C.

Zum direkten Nachweis der Kohlensäure bedienen sich Vogelsang und Geißler der Spektralanalyse. Das gröblich zerkleinerte Material wurde in die Retorte K gebracht, die luftdicht in ein Seitenrohr der Spektralröhre S eingefügt war (Fig. 677). Durch ein oberes Seitenrohr kommunizierte diese mit einer Luftpumpe, mit der die Verbindung durch den Hahn L hergestellt und unterbrochen werden konnte. Unter gelindem Erwärmen wurden die Röhren so weit evakuiert, daß der Strom kaum noch hindurchging. Dann wurde bei K stark erhitzt bis zur Dekrepitation, nach deren Eintritt bei Schließung des Stromes die Verbindung durch eine starke Lichtlinie in der Spektralröhre S hergestellt erschien. Diese ergab bei Untersuchung mit dem Spektralapparat das Spektrum der reinen Kohlensäure mit kaum einer Spur der Wasserstofflinien. Als größere

¹⁾ Pogg. Ann. 137. 1869. 56—75, ferner H. Vogelsang im gleichen Bd. S. 257—271.

Mengen desselben Quarzes in geschlossener Röhre gesprengt wurden, und man diese unter Kalkwasser öffnete, trat Trübung desselben ein ¹⁾).

Die gleiche Untersuchungsmethode wurde von Vogelsang noch angewandt auf Bergkristall aus dem Maderaner Tal, Amethyst von Schemnitz, Bergkristall von Poretta bei Bologna und Quarz aus dem Granit von Johann-Georgenstadt, bei deren Flüssigkeitseinschlüssen eine Veränderung des Volumenverhältnisses von Libelle und Flüssigkeit trotz Erwärmung auf 100 °C. nicht beobachtet wurde. Die Spektraluntersuchung ergab die Anwesenheit von viel Wasser und wenig Kohlensäure, und Vogelsang hält deshalb die Annahme für wahrscheinlicher, daß die Einschlüsse kohlenensäurehaltiges Wasser und eine Libelle von gasförmiger Kohlensäure seien, als daß sie aus Wasser mit einer Libelle liquider Kohlensäure beständen.

Die hier mitgeteilten Beobachtungen stehen nicht immer in vollkommenem Einklang mit den Gesetzen, die nach Cagniard de la Tour und Andrews für das Verhalten der Flüssigkeiten oberhalb ihres kritischen Punktes gelten. Doch erklären sich diese Differenzen zum Teil aus den sehr mangelhaften Temperaturbestimmungen, welche die gebrauchten Erwärmungsapparate gestatteten, zum Teil auch wohl aus Verunreinigungen der in den Einschlüssen vorhandenen liquiden Kohlensäure. Gibt man den Temperaturbestimmungen durch Eintauchen des Objekts und des Objektivs in eine bedeutendere Wassermenge größere Genauigkeit, indem man sich wie Alexis A. Julien ²⁾ eines auf den Objektisch zu setzenden Glastroges bedient, oder wie Th. Erhard und A. Stelzner ³⁾ das ganze Mikroskop bis über die Objektivlinsen in Wasser eintaucht, so verlaufen die Erscheinungen genau so, wie es die physikalischen Gesetze für das Verhalten von Flüssigkeiten unterhalb oder oberhalb ihres kritischen Punktes fordern. Erwärmt man einen Flüssigkeitseinschluß, der liquide und gasförmige Kohlensäure enthält, allmählich,

¹⁾ A. E. v. Nordenskjöld hat (G. F. i Stockholm Förhdl. 1885. VII. 758 und N. J. 1886. I. 242) die Deutung der besprochenen Einschlüsse als liquide Kohlensäure angegriffen, indem er sich besonders darauf stützte, daß teils spontan, teils erst beim Glühen der brasilianischen Topase mit diesen Interpositionen sich eine Substanz in denselben und in deren Nähe abscheide, die durchaus ähnlich der nach dem Glühen harzähnlicher organischer Substanzen zurückbleibenden Kohle sei. Er schließt daraus, daß die für liquide Kohlensäure gehaltene Substanz ein Kohlenwasserstoff sei. Diese Beweisführung ist wohl nicht genügend; höchstens könnte sie dartun, daß neben der liquiden Kohlensäure ein Kohlenwasserstoff vorhanden war. H. Rosenbusch hat schon während seines Straßburger Aufenthaltes in Gemeinschaft mit Fr. Rose die Flüssigkeitseinschlüsse in der gelben Zinkblende von Picos de Europa in Asturien, wegen ihres abnormen Verhaltens bei Erwärmung, untersucht (diese Physiographie 3. Aufl. 1892. 56) und gefunden, daß sie aus liquider Kohlensäure bestanden, welcher nicht unbeträchtliche Mengen eines paraffinähnlichen Körpers beigemischt waren. Auch hier finden sich auf den Blätterdurchgängen um die Einschlüsse dendritische Absätze einer kohleähnlichen Substanz, die aber nicht näher untersucht wurde.

²⁾ Journ. Amer. Chem. Soc. 3. S. 4 d. Sep.

³⁾ T. M. P. M. 1. 1878. 450—458.

so wird man konkordant mit den Brewsterschen Beobachtungen eine Expansion der Flüssigkeit und also eine Verkleinerung der Gaslibelle, oder aber ein Verdunsten der Flüssigkeit und demnach eine Vergrößerung der Libelle wahrnehmen, je nach den relativen Mengen von Fluidum und Dampf. Doch bleibt diese Erscheinung nur so lange erhalten, als die Temperatur den kritischen Punkt der Kohlensäure nicht erreicht, der bei $31,35^{\circ}\text{C}$. liegt. Tritt diese Temperatur vor völliger Absorption der Libelle oder vor völliger Verdampfung der Flüssigkeit ein, so verschwindet auf einmal die Grenze zwischen Flüssigkeit und Dampf durch plötzlichen Übergang aller Flüssigkeit in Dampfform. Dabei beobachtet man, wenn die Einschlüsse recht groß sind, ein auffallendes Nebligwerden der Grenzfläche unter wallender Bewegung; bei den sehr mikroskopischen Einschlüssen jedoch ist diese Beobachtung nicht zu machen. Läßt man nun die Temperatur sinken, so kann man, wenn der kritische Punkt nicht überschritten wurde, dieselbe Erscheinung rückläufig beobachten. War jedoch der kritische Punkt bei steigender Temperatur überschritten, so sieht man sofort, wenn bei Abkühlung derselbe wieder erreicht wird, eine Bewegung in dem Einschlusse, indem sich an vielen Orten zugleich Bläschen bilden, die sich rasch oder allmählich vereinigen, bis nach vollständiger Abkühlung der Anfangszustand wieder erreicht ist. Es entsteht gewissermaßen ein Regen flüssiger Kohlensäure in einer Kohlensäure-Atmosphäre.

Man hat hierdurch ein sehr sicheres Mittel, den kritischen Punkt der eingeschlossenen Flüssigkeit zu bestimmen. Die dahin zielenden Beobachtungen haben nun meistens erkennen lassen, daß der kritische Punkt dieser expansiblen Flüssigkeit unter demjenigen der reinen Kohlensäure liegt, und daß die Libellen, wenn der kritische Punkt nicht erreicht wurde, bei niedrigerer Temperatur wiederkehren, als derjenigen, bei der sie verschwanden. Die Temperaturbeobachtungen Juliens zeigten übrigens nur einen Unterschied von meistens kaum $0,1^{\circ}$ zwischen Verschwinden und Wiedererscheinen der Libelle. Diese Differenz erklärt man durch die Adhäsion der sich abkühlenden Flüssigkeit an den Grenzflächen (Wasser); die Erniedrigung des kritischen Punktes wird nach Andrews dadurch zu erklären sein, daß der Kohlensäure ein sog. nicht koerzibles Gas beigemischt ist. Die Vermutung, daß dieses konstante Gas Stickstoff sei, ist direkt durch die analytischen Untersuchungen von A.W.Wright¹⁾ an den Einschlüssen den Rauchquarzes von Branchville, Conn., als zutreffend erwiesen. Wright fand den Inhalt dieser gedoppelten Flüssigkeitseinschlüsse aus $30,48\%$ CO_2 , $0,50\%$ N und $69,02\%$ H_2O zusammengesetzt; auch konnten Spuren von H_2S , SO_2 , H_3N , F und Cl (?) nachgewiesen werden. Durch solche Beimengungen konstanter Gase kann der Kondensationspunkt weit unter die kritische Temperatur heruntergedrückt werden, sodaß die Kondensation und damit das Auftreten einer

¹⁾ Am. Journ. 21. 1881. 209 - 216.

Libelle erst durch künstliche Abkühlung, z. B. durch Auftropfen von Äther, erfolgt. Hierher gehören auch die von G. Spezia¹⁾ beobachteten Flüssigkeitseinschlüsse von dreierlei Art im Kalkspat von Traversella, die von R. Scharitzer näher erklärt wurden²⁾. A. Johnsen³⁾ hat eine folgenreiche Betrachtung über die Paragenese von α -Quarz und Kohlensäure, wie man sie im Amethyst von Mursinka antrifft, veröffentlicht und aus dem Volumverhältnis der flüssigen und dampfförmigen Kohlensäure in den Hohlräumen des Quarzes auf die Erdtiefe und auf die Entstehungstemperatur geschlossen.

226. Die in den Wassereinschlüssen gelösten und ausgeschiedenen Bestandteile. Schon Brewster hatte in den Flüssigkeitseinschlüssen des Topases und Quarzes, teils aufgewachsen an den Wandungen, teils freiliegend und beweglich, feste Kristalle wahrgenommen. Bei Erwärmung lösten sie sich in der Flüssigkeit auf und kristallierten beim Erkalten wieder aus, entweder an derselben Stelle, wo sie früher saßen, wenn sie nämlich nicht ganz gelöst waren, oder aber, wenn dies geschehen war, an beliebiger Stelle. Andere solcher eingeschlossenen Kristalle dagegen waren unlöslich. In einem Aufsatz: *On the existence of crystals with different primitive forms and physical properties in the cavities of minerals usw.* [1845] London. Edinb. and Dublin Philos. Mag. and Journ. of Science Bd. 31. 497. 1847⁴⁾ beschreibt er auch eine Reihe von ihm daran beobachteter Kristallformen und untersucht ihre optischen Eigenschaften. Er glaubte, wenn er die optischen Vektoren im umschließenden Kristall parallel mit den Schwingungsebenen der Polarisatoren stellte, zwei reguläre, also isotrope Spezies unter den in den Flüssigkeitseinschlüssen befindlichen Kristallen zu entdecken, von denen die eine leicht, die andere nicht schmelzbar war; und drei anisotrope, von denen die eine leicht, die zweite schwer, und die dritte unschmelzbar war. — In einem Quarz von Quebec fand Brewster Flüssigkeitseinschlüsse mit den Eigenschaften des Wasser, worin Kristalle von Kalkkarbonat schwammen.

Nach den Untersuchungen von H. Davy erwies sich die Flüssigkeit in den Amethysten von Schemnitz als reines Wasser mit Spuren gelöster alkalischer Sulfate, in den aus Chalcedonen isolierten Flüssigkeiten entstand durch Silbernitrat oder Chlorbarium eine kaum merkbare Trübung. — In einem Bergkristall von La Gardette (Dauphiné) fand sich eine braune, klebrige Flüssigkeit mit großer Blase; erstere wurde fest und opak bei 13°,3 C. Nach Durchbohrung drang das Wasser sofort ein, erfüllte den ganzen Raum und wurde trübe. Die eingeschlossene Flüssigkeit schwamm auf Wasser, roch nach Naphtha und verbrannte mit weißlichem Rauch.

¹⁾ Otti R. Acad. Sc. Torino. 42. 1907. 261.

²⁾ Zentralbl. f. Min. usw. 1920. 143—148.

³⁾ S. M. A. 1920. 321—328.

⁴⁾ S. auch Transact. Edinb. Roy. Soc. 16. 1849. 11—22.

Eine von W. Nicol¹⁾ gemachte Beobachtung, wonach die aus Baryt und Fluorit infolge des hohen Drucks austretende Flüssigkeit zu Baryt und Fluorit ohne merkliche Volumabnahme kristallisierte, ist bis jetzt nicht bestätigt. In den Flüssigkeitseinschlüssen des Steinsalzes fand er $MgCl_2$ und wenig $CaCl_2$ ²⁾. Diese Steinsalzeinschlüsse sind nach Sorby meistens ohne Libelle, ganz mit Fluidum und mit Schlamm erfüllt, oder enthalten nur eine sehr kleine Libelle. Ähnlich lagen die Verhältnisse bei Calcit aus Tuffen, Gängen von Trappgesteinen, ferner bei Fluorit, Baryt, Cölestin und anderen Gangvorkommnissen, sodaß bei Bildung dieser Einschlüsse, wenn man nicht sehr hohen Druck dabei voraussetzen will, eine normale Temperatur herrschen mußte, die jedenfalls nicht die des kochenden Wassers überschreiten konnte. In Quarzen aus Gängen und Adern fand er Flüssigkeitseinschlüsse, deren Inhalt sich als reines Wasser mit einem zwar wechselnden aber geringen Gehalt an Chloralkalien, Alkali- und Kalksulfaten und freier Salzsäure herausstellte. Ebenso fand Sorby im Quarz, Feldspat und Glimmer der granitischen Gesteine, sowie in manchen Mineralien der Somma-Auswürflinge, die Flüssigkeit in den Hohlräumen als eine stark wässrige Lösung der genannten Salze, denen sich noch hier und da freie Schwefelsäure zugesellte.

Eine weitere Reihe von interessanten Beobachtungen über die physikalischen Eigenschaften mancher Flüssigkeitseinschlüsse in Edelsteinen veröffentlichte Sorby in einem Aufsatz: *On the Structure of Rubies, Sapphires, Diamond and some other minerals* by H. C. Sorby and P. J. Butler. Proc. Roy. Soc. Nr. 109. 1869. 291—302.

Gümbel fand in dem Wasser der Enhydros, das er vor dem Zertrümmern des Steins gefrieren ließ, mikroskopische Kristallisationen von Quarz und Chlorit. Der Trockenrückstand des Wassers betrug 0,04%, von dem etwa 16% in Wasser löslich waren. Ferner wurden nachgewiesen: Kohlensäure, Schwefelsäure, Chlor, Kalk, nebst geringen Mengen von Kali und Natron, sowie Spuren von Eisen und Magnesia. Der in Wasser unlösliche Rest war zu $\frac{9}{10}$ in verdünnter Salzsäure löslich und bestand aus kohlenurem Kalk nebst geringen Mengen von Gips. Das in Salzsäure ungelöste Zehntel erwies sich der Hauptsache nach als Kieselsäure. Eine schwach bräunliche Färbung der Flüssigkeit beim Eintrocknen wird auf die Anwesenheit von organischen Stoffen zurückgeführt.

Das Vorhandensein kristallinischer Ausscheidungen mannigfacher Art in den Flüssigkeitseinschlüssen sehr verschiedener Mineralien ist von den verschiedensten Forschern nachgewiesen. Zu erwähnen ist besonders die auffallende Verbreitung von würfelförmlichen Kristallen in den Flüssigkeitseinschlüssen des Quarzes der verschiedensten kristallinen Gesteine und mancher anderer Mineralien (Taf. XII Fig. 6). Zirkel³⁾ hat es für

¹⁾ Edinb. New. Philos. Journ. 5. 1828. 94—96. Pogg. Ann. 13. 1828. 510—513.

²⁾ Edinb. New. Philos. Journ. 7. 1828. 111—113. Pogg. Ann. 18. 1830. 606—607.

³⁾ N. J. 1870. 804.

diese Würfelchen in den Flüssigkeitseinschlüssen eines Quarzes von Laurvik sehr wahrscheinlich gemacht, daß sie Kochsalz seien, und man hat sich daran gewöhnt, sie als Chlornatriumwürfel zu bezeichnen. Indessen konnte schon Vogelsang bei gewissen derartigen Vorkommnissen spektralanalytisch keine Alkalien nachweisen; er war geneigt, diese Gebilde für Quarzrhomboëder zu halten. Bei Erwärmung von Präparaten eines Granitporphyrs von Rothau, Elsaß, zeigte Rosenbusch, daß erst bei 70°C . eine Lösung der Würfelchen begann, die mit zunehmender Temperatur rasch weiter schritt. Das widerspricht den bekannten Löslichkeitsverhältnissen des Chlornatriums. — In seltenen Fällen findet man andere kristalline Ausscheidungen in den Flüssigkeiten; so beobachtete z. B. Sorby Alkalikarbonate im Idokras der Somma, Zirkel Nadeln, die er für Amphibol hält, neben Würfelchen im Quarz des Granitgneises von Rawlings Peak, Wyoming.

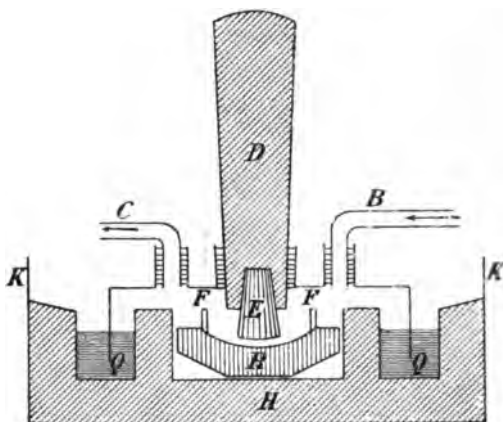


Fig. 678.

Reibschale mit Luftabschluß nach Fr. Pfaff.

H. C. Sorby ahmte diese Erscheinungen künstlich nach und gab dadurch ihre Erklärung. Er ließ bei normaler Temperatur Kochsalz aus einer Lösung auskristallisieren, die mit Kaliumbichromat versetzt war; die Kristalle enthielten gelbe Flüssigkeitseinschlüsse. Sättigte er die Lösung bei höherer Temperatur mit beiden Salzen und ließ bei derselben hohen Temperatur kristallisieren, so bildeten sich dieselben Einschlüsse; erkalteten aber dann die Kristalle und verminderte sich dadurch die Lösungsfähigkeit der eingeschlossenen Flüssigkeit für das doppeltchromsaure Kali, so schieden sich allmählich Kristalle dieses Salzes in den Flüssigkeitseinschlüssen aus. Ließ er dagegen die bei 100°C . gesättigte Lösung bei abnehmender Temperatur kristallisieren, so lagen die ausgeschiedenen Kristalle von Kaliumbichromat nicht in den Flüssigkeitseinschlüssen, sondern ragten aus ihnen heraus in die Kristallmasse ihres Wirtes hinein. Die Bedingungen, unter denen aus Flüssigkeitseinschlüssen

kristallinische Ausscheidungen stattfinden, sind also ganz analog denen, unter denen ein Glaseinschluß zu einem entglasten Einschluß (stonecavity) wird. Ganz ebenso können endlich auch aus Dampfporen kristallinische Ausscheidungen entstehen, wenn die eingeschlossenen Sublimationsprodukte sich abkühlen. Sorby fand dieselben wirklich in den genannten Poren der Nepheline in den Somma-Auswürflingen.

Um die Menge des in Flüssigkeitseinschlüssen vorhandenen Wassers, das die mikroskopische Untersuchung dargetan hatte, auch direkt nachzuweisen, konstruierte Fr. Pfaff¹⁾ einen in Fig. 678 abgebildeten kleinen Apparat, bei dem er die in einer Reibschale *R* erfolgende Zerkleinerung unter Luftabschluß vornahm. Das Pistill *ED* ist mit einer Manschette *FF* umgeben, deren äußerer Rand in eine mit Quecksilber *Q* gefüllten Rinne *KHK* taucht und dabei genügende Bewegungsfreiheit zum Pulvern behält. Ein trockener Luftstrom tritt bei *B* ein und wird, mit Wasserdampf beladen, durch *C* in die Absorptionsgefäße geleitet. Pfaff untersuchte mehrere Mineralien und Gesteine, wie Feldspat, Quarz, Flußspat, Granite, Gneise, Glimmerschiefer, Syenite, Porphyre von Kreuznach und Bozen, Laven, Obsidian und Basalt. Von diesen gaben Laven, Obsidian und Basalt ein negatives Resultat, alle andern ein positives, und zwar wechselte dieser Gehalt an mechanisch eingeschlossenem Wasser von einem Minimum von 0,11% im Syenit von Meißen bis 1,8% im Glimmerschiefer von Davos. Von Basalten kam übrigens nur einer von Monte Gergovia bei Clermont zur Untersuchung. Da die untersuchten Proben zuvor geglüht waren, so konnte das gefundene Wasser nicht hygroskopisch sein.

Dritte Abteilung.

Aggregate.

227. Einteilung der Aggregate. Das Charakteristische der Aggregate liegt in der Anhäufung von Individuen ohne Rücksicht auf kristallographische Gesetzmäßigkeiten; sie können aus einer Mineralspezies bestehen oder sich aus beliebig vielen zusammensetzen, wonach man homogene und heterogene Aggregate unterscheidet. Nur die ersteren wollen wir hier betrachten, während das Studium der letzteren der eigentlichen Gesteinskunde zukommt. Bei den homogenen Aggregaten trennt man wieder die regellosen von den regelmäßig gebildeten und bezeichnet die letzteren wegen der am häufigsten vorkommenden äußeren Gestalt wohl auch als kugelige Aggregate. Solche Massen bestehen meistens aus amorpher Substanz, die durch Spannung Doppelbrechung und individuelle Teilungen erhalten hat; sie sollen als eigentliche Sphärolithe bezeichnet werden.

¹⁾ Pogg. Ann. 143. 1871. 610—620.

Andere setzen sich aus kristallinen Massen in konzentrisch-schaliger oder radialstrahliger Anordnung zusammen und mögen hier als eigentliche Sphärokristalle vereinigt werden. Auch finden sich sehr häufig Anordnungsformen, bei denen die konzentrischen Schalen der Sphärokristalle aus radial gestellten Individuen zusammengesetzt sind, während kugelige Aggregate, bei denen eine radiale oder konzentrische Anordnung nicht hervortritt, sich seltener finden. Das Charakteristische des Unterschieds zwischen Sphärolithen und Sphärokristallen ist also hier in die amorphe, durch Spannung doppelbrechend gewordene Natur der Sektoren bei den ersteren und die Kristallnatur der Fasern bei den letzteren gelegt worden. Verwechslungen werden bei der Feinheit, die diese Gebilde vielfach annehmen, nicht zu vermeiden sein, auch sind Übergangsbildungen nicht ausgeschlossen. Eine besondere Gruppe bilden die in Paragraph 231 besprochenen Granosphärite.

228. Regellose Aggregate. Die vollständig regellos geordneten Aggregate zeichnen sich infolge dieser ungesetzmäßigen Anordnung dadurch aus, daß auch die optische Orientierung in den einzelnen aggregierten Individuen je eine andere ist. Betrachtet man daher ein solches Aggregat zwischen gekreuzten Nicols, so kann niemals die Auslöschung für alle Individuen gleichzeitig eintreten, sondern diese werden nach Dicke, Lage des Schnitts gegen ihre optischen Vektoren und Neigung ihrer Hauptschnitte gegen diejenigen der Nicols verschiedene Farben, oder verschiedene Lichtstärke zeigen, in welche Stellung man das Aggregat auch zu den Nicolhauptschnitten bringt. Die Grenzen der einzelnen, das Aggregat bildenden Individuen, die im gewöhnlichen Licht oft kaum oder gar nicht sichtbar sind, treten zwischen gekreuzten Nicols deutlich hervor, falls die Individuen doppelbrechend sind, und lassen dann ihre Anordnungsform, d. h. die Textur des Aggregats erkennen (Taf. IV Figuren 5 und 6). Werden diese doppelbrechenden Individuen so klein, daß man sie im Mikroskop einzeln nicht mehr erkennen kann, so macht sich zwischen gekreuzten Nicols ihr optisches Wesen durch eine diffuse Aufhellung des Gesichtsfeldes bemerkbar, die man als Aggregatpolarisation bezeichnet.

Die Textur der amorphen oder aus regulär kristallisierenden Individuen bestehenden Aggregate läßt sich mikroskopisch im allgemeinen nur dann bestimmen, wenn dieselben durch mechanische Ursachen doppelbrechend geworden sind; sie verhalten sich dann wie kristalline Aggregate nicht regulärer Körper. Fehlt die anomale Doppelbrechung, so kann man die Textur gelegentlich aus den gesetzmäßig eingelagerten Interpositionen erkennen.

229. Sphärolithe. Denkt man sich ein kugeliges Aggregat einer amorphen Substanz aus konzentrischen Schalen aufgebaut, deren jede äußere infolge des Eintrocknens auf jede innere einen Druck ausübt, so werden die Spannungsverhältnisse in jeder Radialfaser derart verteilt sein,

wie dies Fig. 679 andeutet. Es wird also die Substanz in der Richtung a_1, a_2 zusammengedrückt und in der Richtung b_1, b_2 auseinandergezerrt. Außerdem aber nimmt die Dichte aller Fasern mit der Annäherung an das Zentrum des Sphärolithen zu, da über dieses Zentrum viel mehr Schalen ihre Kräfte spannen als über peripherisch liegende Teile. — Wie nun infolge dieser Spannungsverhältnisse die optischen Vektoren sich in jeder Faser darstellen, ist ohne weiteres nicht zu entscheiden. Wenn die amorphen Körper sich alle wie Glas oder Gelatine verhalten und also wie diese in der Richtung des einseitigen Druckes eine Vergrößerung der optischen Vektoren erfahren sollten, so würden die unter den eben geschilderten Spannungsverhältnissen stehenden Fasern oder Sektoren den größeren optischen Vektor in der Längsrichtung a_1, a_2 zeigen, d. h., mit einachsigen Kristallen verglichen, optisch negativ werden.

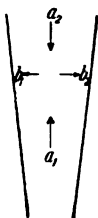


Fig. 679.

Angenommen, die einzelnen Radialfasern eines Sphärolithen seien, wenn man sie mit einachsigen Kristallen vergleicht, optisch negativ, und es werde ein zentraler Schnitt untersucht, dann muß dieser bei der Beobachtung zwischen gekreuzten Nicols im parallelen polarisierten Licht in vier helle Quadranten zerfallen, die von einem dunkeln Kreuz getrennt werden, dessen Arme senkrecht zu einander und parallel den Nicolhauptschnitten liegen. Die Erscheinung entsteht dadurch, daß eine Zerlegung des vom Polarisator kommenden Lichtes in denjenigen Individuen nicht stattfindet, deren Hauptschnitt (hier parallel der Prismenachse) parallel oder senkrecht zu demjenigen des Polarisators steht. Dreht man einen solchen Sphärolithen in seiner Ebene, so werden bei jeder Stellung Individuen so liegen, daß ihre Hauptschnitte die angegebene Lage haben, und bei jeder Stellung wird demnach das dunkle Kreuz den Nicolhauptschnitten parallel laufen¹⁾. — Die hellen Quadranten sind durch die Zerlegung des vom Polarisator kommenden Lichtes in denjenigen Individuen bedingt, deren Hauptschnitte schief gegen den Hauptschnitt des Polarisators liegen. Die Farbe dieser Quadranten ist abhängig von der Größe

¹⁾ H. Rosenbusch, Z. D. G. G. 28. 1876. 386; ferner A. Michel-Lévy, Bull. Soc. Géol. Fr. (3) 5. 1877. 257—266.

des Unterschieds der Vektoren parallel und senkrecht zur Prismenachse der einzelnen Individuen, und die Helligkeit wechselt mit dem Neigungswinkel der Hauptschnitte in den Individuen gegen den Polarisatorhauptschnitt. Sie erreicht nach der Fresnelschen Formel (s. § 47) ihr Maximum, wenn dieser Winkel 45° beträgt und nimmt nach beiden Seiten allmählich ab bis zu vollkommener Auslöschung für die Werte 0° und 90° dieses Winkels. Es gehen daher die dunkeln Kreuze allmählich in die hellen Quadranten über. Die Erscheinungen sehen etwa so aus, wie sie in Taf. XIV Fig. 3 abgebildet sind, nur sind nach unserer Definition die dortigen Oolithkörner nicht Sphärolithe sondern Sphärokristalle. Besteht der Sphärolith aus eingetrockneter amorpher Substanz, so nimmt, wie schon oben gesagt, die Doppelbrechung nach der Mitte hin, wegen der zentripetalen Verdichtung, zu, und daher müssen die Interferenzfarben in den Quadranten mit der Annäherung an das Zentrum steigen; es kann hier, wenn die Verdichtung sehr stark ist, bis zur Bildung isochromatischer Kurven kommen, also zu Erscheinungen im parallelen Licht, die man sonst nur im konvergenten Licht wahrzunehmen gewohnt ist. Diese Ringe zeigen sich am vollkommensten, wenn der Sphärolith am deutlichsten sichtbar ist, wenn also das Mikroskop genau auf ihn eingestellt ist; schon dadurch unterscheiden sich diese Erscheinungen von den scheinbar so ähnlichen Phänomenen bei den eigentlichen Sphärokristallen, von denen im folgenden Paragraphen die Rede ist. Nicht genau zentrische Schnitte durch derartige kugelige Aggregate zeigen dieselben Erscheinungen in weniger präziser Form.

Der optische Charakter der sphärolithbildenden Substanzen läßt sich nach den in den Paragraphen 146—151 und 166—169 besprochenen Methoden ebenso wie derjenige von Kristallen bestimmen.

Sind die Individuen eines kugeligen Aggregats nicht um einen Punkt, sondern um eine Linie oder Fläche gruppiert, so entstehen verzernte Sphärolithe, die F. Zirkel Axiolithe genannt hat, deren dunkles Kreuz zwischen gekreuzten Nicols nur in vier bestimmten, zueinander senkrechten Stellungen geschlossen sein kann, während es sich bei einer Drehung des Schnittes in seiner Ebene in jeder andern Lage öffnen muß. Nicht gespannte kugelige Aggregate amorpher Substanzen erscheinen zwischen gekreuzten Nicols, wie jeder amorphe Körper, vollständig dunkel.

Es werden auch Sphärolithe beschrieben, bei denen die einzelnen Fasern um ihre jeweilige Achse schraubenförmig gedreht sind. Diese Gebilde haben u. a. B. Popoff¹⁾, F. Wallérant²⁾, E. Kalkowsky³⁾, P. Gaubert⁴⁾ unter Beigabe schöner Photographien beschrieben.

¹⁾ T. M. P. M. 23. 1904. 153—179.

²⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 30. 1907. 43—60.

³⁾ Z. D. G. G. 60. 1908. 68—125.

⁴⁾ Bull. Soc. Min. Fr. 32. 1909. 421—437; 36. 1913. 45—64.

230. Sphärokristalle. Radiale und konzentrische kugelige Aggregate treten bei den verschiedensten Mineralien auf, z. B. bei Calcit (Oolith) (Taf. XIV Fig. 3) und anderen Karbonaten (Taf. XIV Fig. 2), Quarz (Chalcedon, Opal) (Taf. XIV Fig. 1), Chlorit, Delessit, Feldspat usw.; ja gewisse Substanzen kennen wir kaum in anderer Form als in derjenigen der Sphärokristalle, wie z. B. das übersaure Alkalitonerdesilikat, das sich bei porphyrischer Entwicklung saurer Eruptivmagmen nach Ausscheidung der Kristalle älterer Generationen bildet und z. T. für sich allein, z. T. mit Kieselsäure gemengt, den Namen Mikrofelsit führt. Das Studium dieser sphärischen Aggregate geht bis auf Brewster und bis ins Jahr 1815 zurück, und wir finden bereits bei diesem Forscher Schilderungen des tatsächlichen optischen Verhaltens solcher Aggregate, Methoden zur Bestimmung ihres optischen Charakters und Hypothesen über ihre Bildung, die bei späteren Mineralogen in derselben oder in weiter gebildeter Form wiederkehren. Die Sphärokristalle der Mikrofelsite sind teils positiv teils negativ doppelbrechend. Ob die letzteren aus Feldspat mit Entwicklung nach der a -Achse bestehen, ist schwierig zu beweisen. Die petrographische Verbreitung dieser sphärischen Aggregate ist besonders durch Stelzner, Vogelsang, Zirkel, Gümbel, Loretz, Zepharovich u. a. näher verfolgt worden.

Die einen Sphärokristall zusammensetzenden Nadeln sind nicht immer einfache Kristallnadeln, sondern vielfach verzweigte Gebilde, die aus einer einfachen Nadel durch wiederholte Spaltung in zwei oder mehr, unter kleinen Winkeln divergierende Äste entstehen, welche letztere sich ihrerseits in derselben Weise weiter gabeln. Die Gabelung einer wachsenden Kristallnadel, zumal in zäher Lösung, und Zwischenformen zwischen Trichitengruppen und Sphärokristallen wurden mehrfach bei der Kristallisation organischer Verbindungen von O. Lehmann beobachtet, der die Bildung der Sphärokristalle analog derjenigen der Trichite zu erklären versucht¹⁾. — Nur wenn die einen Sphärokristall zusammensetzenden Kristallnadeln einen nicht zu unbedeutenden Querdurchmesser haben, pflegen sie ungegabelt zu bleiben. Man darf mit einiger Wahrscheinlichkeit für solche Formen einen langsameren und gleichmäßigeren Verlauf des Kristallisationsprozesses annehmen und dies um so mehr, als zwischen solchen Sphärokristallen und knäuelartigen Verwachsungen größerer Kristalle mannigfache Zwischenformen zu beobachten sind. Sphärokristalle und knäuelartige Verwachsungen von größeren Kristallen haben ferner die Eigentümlichkeit gemein, daß sie sich gern an Kristalle und Kristallfragmente ihrer eigenen Art ansetzen.

Für die Übergänge von Sphärokristallen zu knäuelartigen Kristallgruppen dürften wenige Gesteine besseres Material liefern, als die Diabase und Porphyrite in variolitischer Ausbildungsform. Taf. XIV Fig. 5

¹⁾ Gute photographische Abbildungen solcher Gebilde von Schwefel finden sich bei R. Brauns. N. J. B. B. 13. 1899/1901. Taf. 5 und 8.

zeigt solche Übergänge bei den Feldspäten eines kaukasischen Trachytgesteins. — Während die Trichitenbildung in den Gesteinen im allgemeinen auf die eisenreichen, basischeren Gemengteile und damit auf relativ ältere Perioden in der Entwicklungsgeschichte eines Gesteins beschränkt zu sein scheint, trifft man die Sphärokristallbildung vorwiegend bei eisenfreien, sauren, feldspatigen oder feldspatähnlich zusammengesetzten Verbindungen und in den letzten Perioden der Gesteinsbildung an.

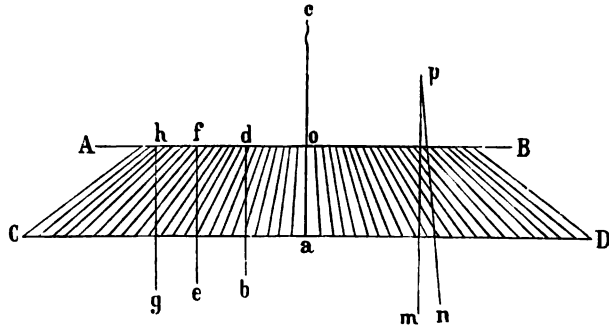


Fig. 680.

Bei einer gewissen Gruppe von Sphärokristallen, die sich aus radialen Aggregaten optisch einachsiger Kristalle aufbauen, treten im parallelen polarisierten Licht eigentümliche Erscheinungen auf, die zuerst von M. Websky, sowie später von F. Fouqué wahrgenommen und von ersterem ¹⁾ auch lange vor E. Bertrand ²⁾ und E. Mallard ³⁾ erklärt wurden. Beobachtet man nämlich einen nicht zentrischen Schnitt durch ein solches Aggregat so, daß nicht der Schnitt selbst scharf eingestellt ist, sondern ein Punkt einer Ebene, in der sich auch das Zentrum des Sphärokristalls befindet, so sieht man bei gekreuzten Nicols ein Interferenzkreuz und isochromatische Ringe wie bei optisch einachsigen Kristallen (Taf. XIV Figuren 1 und 2). — Es sei $ABCD$ in Fig. 680 ein Schnitt durch einen Sphärokristall einer optisch einachsigen Substanz, dessen Zentrum bei c liege und der in homogenem Licht zwischen gekreuzten Nicols beobachtet werde. Die vom Polarisator kommenden Wellennormalen gh , ef , bd usw. werden in dem Sphärokristall in je zwei senkrecht zueinander schwingende Wellennormalen zerlegt, die bei d , f , h mit einer bestimmten Phasendifferenz austreten, die abhängig ist von dem Unterschied der optischen Vektoren parallel und senkrecht zum Hauptschnitt und von dem sich stetig ändernden Winkel, den die

¹⁾ Z. D. G. G. **10**. 1858. 288.

²⁾ Bull. Soc. Min. Fr. **3**. 1880. 58—62, 93—96; **4**. 1881. 60—61. C. R. **94**. 1882. 542—543.

³⁾ Bull. Soc. Min. Fr. **4**. 1881. 66—71.

Wellennormalen je mit der Längsrichtung der Sphärokristallnadeln, d. h. mit deren optischen Achse machen. Beträgt diese Phasendifferenz bei d etwa 1λ , so tritt an dieser Stelle Dunkelheit ein und dasselbe muß bei regelmäßigem Bau des Sphärokristalls in jedem Punkt der Fall sein, der von o um die Länge do abliegt. Es muß also um o herum im homogenen Licht ein dunkler Kreis von dem Radius od entstehen. Ebenso bilden sich weitere dunkle Kreise an den entfernteren Stellen, wo der Gangunterschied 2λ , 3λ usw. beträgt. In weißem Licht sieht man natürlich statt der abwechselnden hellen und dunkeln Kreise farbige, wie dies bei den Phänomenen von Kristallplatten im konvergenten polarisierten Licht (§ 54) erklärt wurde. Die radialstrahlig angeordneten Individuen haben zum parallelen Licht relativ die gleichen Lagen, wie parallel gestellte Individuen (ev. homogene Kristallplatten) zum konvergenten Licht. Das dunkle Kreuz, das parallel den Nicolhauptschnitten die isochromatischen Kurven schneidet, ergibt sich auch hier aus dem Umstand, daß polarisierte Wellen in doppelbrechenden Medien eine Zerlegung nicht erfahren, wenn ihre Schwingungsebenen parallel oder senkrecht zu deren Hauptschnitt liegen. — Um nun diese farbigen Kurven sehen zu können, muß man das Mikroskop nicht auf einen Punkt h, f, d , d. h. auf die Oberfläche des Schnitts einstellen, weil hier außer den senkrecht auffallenden Wellennormalen auch eine Anzahl anderer austreten, die den Schnitt in schiefer Richtung durchlaufen, also andere Phasendifferenzen haben. Man muß vielmehr die Einstellung auf solche Punkte vornehmen, wo sich möglichst viele Wellennormalen von gleicher Phasendifferenz schneiden. p ist ein solcher Punkt, wenn die Phasendifferenz der sich unter sehr kleinem Winkel schneidenden Wellennormalen mp und np gleich ist. Jedenfalls ist c ein solcher Punkt, weil alle sich in demselben schneidenden Wellennormalen den Sphärokristall parallel der optischen Achse durchlaufen, also eine Phasendifferenz = o haben. Daraus ergibt sich, daß der Ort aller Punkte p eine Fläche ist, die auf derselben Seite des Schnitts liegt, auf der sich das Zentrum des Sphärokristalls befindet. Liegt dieses also über dem Schnitt, so muß man das Objektiv heben; liegt dagegen das Zentrum des Sphärokristalls unterhalb der Schnittfläche, so muß man das Objektiv von der Einstellung auf die Oberfläche aus senken, um die Interferenzfigur wahrzunehmen. — Den optischen Charakter der Sphärokristalle kann man an solchen Interferenzbildern in derselben Weise im parallelen Licht bestimmen, wie bei den Interferenzfiguren einachsiger Platten im konvergenten Licht. So findet man den optischen Charakter vieler Sphärokristalle in den sauren Ergußgesteinen positiv und also den Charakter der einzelnen Faser auch positiv, da diese aus Quarzfäden bestehen. Dagegen zeigen die Sphärokristalle der Variolite (de la Durance) in den einzelnen Fasern negativen Charakter, da sie der Hauptmasse nach aus Oligoklasmikrolithen bestehen, die nach der a -Achse langgestreckt sind¹⁾, und a nahezu parallel α haben.

¹⁾ M.-Lévy, C. R. 94. 1882. 464—466.

Radiale Aggregate des monoklinen oder triklinen Systems müssen, wenigstens was das dunkle Kreuz betrifft, dieselbe Erscheinung wahrnehmen lassen, nur sind die Arme des dunkeln Kreuzes im allgemeinen nicht parallel den Nicolhauptschnitten, sondern gegen diese unter einem Winkel geneigt, der von der Lage ihres optischen Hauptschnittes gegen ihre Längsrichtung abhängt. Man kennt homogene sphärische Aggregate solcher Substanzen bis jetzt vorwiegend bei gewissen triklinen Feldspäten (Oligoklas in Varioliten), bei denen die Neigung des optischen Hauptschnittes zur Längsrichtung der Säulchen nahezu oder genau 0° beträgt. Wo sie vereinzelt bei Augit in Diabasen, bei Epidot in kristallinen Schieferen auftreten, zeigen sie das angegebene Verhalten.

Kuglige Aggregate kristallisierter Substanzen, in denen alle Individuen parallel liegen, müssen sich wie einheitliche Kristalle verhalten, also in ihrer ganzen Ausdehnung bei vier zueinander senkrechten Stellungen dunkel, in jeder anderen farbig hell werden. Solche Sphärokristalle, die man besonders oft als büschelförmige Ansätze an Kristallen oder Kristallfragmenten derselben Substanz findet, bilden die *sphérolithes à extinction* der französischen Petrographen¹⁾. Dieselben können natürlich, wie jedes kugelige Aggregat, mehr oder weniger von amorphen Massen durchwachsen sein, ohne daß die Erscheinungen wesentlich andere werden.

C. Klein²⁾ wollte den Ausdruck Sphärokristall durch sphärisches Kristallaggregat ersetzt sehen, weil es sich ja in der Tat nicht um ein einheitliches Kristallgebäude handelt, dessen Eigenschaften Funktionen der Richtung sind. Eine weitere Einteilung der Sphärokristalle hat G. Quincke³⁾ bei seinen Studien über die Schaumstruktur des Schwefels gegeben.

231. Granosphärite. Eine nicht sehr seltene und unter den verschiedensten Entstehungsbedingungen sich bildende Form der kugeligen Aggregate ist diejenige, bei der die einzelnen, das Aggregat bildenden Individuen regellose Körnerform besitzen, deren Dimensionen bisweilen im Zentrum größer sind, als an der Peripherie des Aggregats, oder umgekehrt. Derartige kugelige Aggregate zeigen die Erscheinungen der gewöhnlichen Aggregatpolarisation im polarisierten Licht und werden Granosphärite (Taf. XIV Fig. 4) genannt, im Gegensatz zu den radialen

¹⁾ M.-Lévy, C. R. **94**. 1882. 465. — Dies ist wohl die gleiche Erscheinung, die M.-Lévy in seinen *Minéraux des roches*, S. 72 als „quartz globulaire“ erwähnt. In dem Berwerthschens Werk „Mikroskopische Strukturbilder der Massengesteine“, Stuttgart 1900, sind diese Wachstumsformen bei einem pseudosphärolitisch-granophyrischen Quarzporphyr von Detzeln bei Bonndorf in Baden zu finden; allerdings sieht man das charakteristische Verhalten im polarisierten Licht weniger am Bild als an dem in der Heidelberger Sammlung befindlichen Originalschliff.

²⁾ Studien über Meteoriten. Abh. Berlin. Akad. 1906. 36.

³⁾ Ann. Phys. (4). **26**. 1908. 625—711; Ref. Z. X. **49**. 1911. 307.

oder schaligen Sphärolithen. Manche äußerlich den Oolithen ähnelnde Kalksteine zeigen derartige Aggregate von Kalkkörnern, die Cohen Pseudo-Oolithe genannt hat; in manchen Porphyren tritt der Feldspat zweiter Generation in dieser Ausbildung auf. Michel-Lévy hat gezeigt, daß kugelige Aggregate, die aus amorpher Substanz und tangential geordneten prismatischen Individuen aufgebaut sind, bedingungsweise den Granosphäriten analoge Polarisationserscheinungen in ihrem Zentrum zeigen können. Die Besprechung des Gegenstandes gehört in die Gesteinslehre.

Vierte Abteilung.

Deformationen.

Außer den in Paragraph 209—214 besprochenen, sich aus den Entstehungsbedingungen der Kristallisationen ergebenden Formen-Anomalien macht uns das Mikroskop mit einer Anzahl weiterer Deformationen bekannt, die durch spätere, erst nach Vollendung des Kristalls eintretende, also auf das fertige Individuum wirkende, mechanische und chemische Prozesse bedingt werden.

232. Zu den mechanischen Deformationen der Kristalle in Gesteinen gehören die in den porphyrischen Felsarten so häufigen Knickungen und Zerbrechungen der älteren Ausscheidungen, der sog. Einsprenglinge. Die Bruchflächen sind an ihrem unregelmäßigen, krummen oder zackigen Verlauf, der in keinerlei Beziehung zur Kristallform der Substanz steht, kenntlich. Oft sieht man in einem Präparat nur die eine Hälfte des zerbrochenen Individuums; in glücklichen Fällen finden sich beide Hälften oder bei weitergehender Zerbrechung alle Bruchstücke in demselben Schriff in kleinerer oder größerer Entfernung voneinander, und man kann sich dann leicht durch den Augenschein von dem Zusammenpassen der Bruchränder überzeugen. Es liegt in der Natur der Sache, daß diese Zerbrechungen mit Vorliebe an säulenförmigen (Hornblende, Augit usw.) und tafelförmigen Kristallen (Feldspat) auftreten und ebenso, daß die Bruchflächen annähernd senkrecht zur Längsrichtung oder Tafelfläche liegen. Weit seltener zeigen nach allen Richtungen gleich ausgebildete Kristalle (Quarze, Olivine usw.) derartige Zerbrechungen. Auch ist es leicht verständlich, daß biegsame Mineralien, wie Glimmerblättchen, anstatt der Zerbrechungen Verbiegungen zeigen; Taf. XV Fig. 1 stellt einen verbogenen Glimmer dar. Die Ursache dieser Deformationen ist mit großer Sicherheit in der Bewegung der nach Ausscheidung der Kristalle noch zähflüssigen Eruptivmasse zu sehen, die fest an den schwimmenden Einsprenglingen adhärierte.

Eine andere Gruppe durch mechanische Vorgänge bedingter Deformationen von Gesteinsgemengteilen wird besonders in stark gefalteten Gebirgen angetroffen und ist offenbar durch die dynamischen Vorgänge bei der Gebirgsbildung veranlaßt. Da diese Deformationen sich unter allseitigem Druck im festen Gestein vollzogen haben, so machen sie sich im allgemeinen nicht durch eine starke Veränderung der äußeren Begrenzung, sondern mehr durch eine innere Verschiebung der Teile eines Kristalls gegeneinander bemerkbar. Man nimmt diese Deformationen daher oft erst im polarisierten Licht an der mehr oder weniger abweichenden optischen Orientierung der Kristallteile wahr. Aus der großen Mannigfaltigkeit der einschlägigen Phänomene seien nur einige wenige, durch ihre Häufigkeit wichtige Erscheinungen hervorgehoben. Dahin gehören z. B. die Biegungen der Zwillingslamellen in den triklinen Feldspäten (Taf. XIV Fig. 6), die, sobald die Elastizitätsgrenze überschritten ist, in mikroskopische Verwerfungen übergehen. — Feldspat und Quarz zeigen oft eine in den einzelnen Teilen der Kristalle sich stetig ändernde Lage der Vektoren, die sich bei Drehung zwischen gekreuzten Nicols durch die schattenartig über den Durchschnitt hinhuschende Auslöschung kundgibt. Man bezeichnet diese wohl als undulöse Auslöschung. Bei noch stärkerem Druck werden die Kristalle in sich selbst mehr oder weniger zertrümmert (Taf. XV Figuren 2 u. 3), und es können dann auch durch die Gesteinsauswalzung die Kristallumrisse mehr oder weniger, ja vollkommen verwischt werden (Taf. XV Figuren 4 u. 5). Es ist mehr als wahrscheinlich, daß die sog. Mörtelstruktur mancher kristalliner Schiefer durch derartige Vorgänge, die eine randliche Zerreibung größerer Individuen bewirkten, bedingt ist. Für die Lehre von der mechanischen Umformung der Gesteine, zumal für das viel diskutierte Kapitel über Biegung mit Bruch oder Biegung ohne Bruch ist die Tatsache sehr wichtig, daß nicht nur die biegsamen Gesteinselemente, wie Glimmer, sondern auch die spröden, wie Quarz, bruchlose Deformationen in vielen Fällen erkennen lassen. Eine in stark gepreßten Gesteinen gar oft zu machende Beobachtung ist es, daß die in normalem Zustand einachsigen Gemengteile optisch zweiachsig werden. Ebenso dürfte hierher das natürliche Auftreten der Druckfiguren (s. § 174 S. 663) an den Glimmerblättern so mancher Gesteine zu rechnen sein (Taf. XV Fig. 6). — Es bedarf kaum der Erwähnung, daß die letzt besprochenen mechanischen Deformationen sowohl in massigen, wie geschichteten Gesteinen, wenn diese dem gefalteten Gebirge angehören, auftreten können.

233. Chemische Deformationen sind an den älteren Einsprenglingen porphyrischer Eruptivgesteine in mehrfacher Ausbildungsform wahrnehmbar. Es liegt im Kristallbegriff und in den Verhältnissen, unter denen die Einsprenglinge entstanden, daß sie gesetzmäßige Kristallumrisse besitzen müssen; es sind eben schwebende Kristallisationen gewesen. Wo daher die normale äußere Begrenzung fehlt, muß sie durch

sekundäre Einwirkungen verloren gegangen sein. Da nun die Bildung dieser Einsprenglinge einem frühen Stadium der Gesteinsgeschichte angehört und nach den Gesetzen verläuft, die für Kristallisationen aus gemischten Lösungen gelten, so ist zunächst vorstellbar, daß bei Änderungen im chemischen Bestand oder in dem physikalischen Zustand der Mutterlaugen (Gesteinsmagmen) die älteren Ausscheidungen nicht mehr bestandfähig sind, sondern sich wieder auflösen müssen, um andern Kristallisationen Platz zu machen. Es werden diese älteren Ausscheidungen alsdann abschmelzen, und aus scharfkantigen Kristallen werden runde Körner, wenn der Prozeß der Resorption früh genug durch abermalige Änderungen im Magma oder durch dessen Erstarren vor vollständiger Auflösung unterbrochen wird. Zumal in den früheren Stadien der Wiederauflösung älterer Einsprenglinge nehmen diese oft höchst auffallende und bizarre Formen an. Eine merkwürdige Erscheinung, die noch nicht mit voller Sicherheit erklärt werden kann, ist es, daß diese Abschmelzungen und Zernagungen in den ersten Stadien so oft einseitig sind, wie dies Taf. XIII Fig. 5 am Quarz, Taf. XIII Fig. 6 am Nosean wahrnehmen läßt. Der Olivin der Basalte und verwandter Gesteine, der Nosean der Phonolithe, der Quarz der porphyrischen Gesteine zeigen besonders häufig derartige Deformationen.

Wird die durch die Magmen korrodierte und gelöste Kristallsubstanz sofort zu kristallinen Neubildungen verwandt, wie das so oft bei den Glimmern und Amphibolen der Eruptivgesteine der Fall ist, dann entstehen keine eigentlich deformierten Kristalle, sondern vom Rande her nach innen wachsende Pseudomorphosen nach den sich lösenden Einsprenglingen.

A n h a n g.

Tabelle der Brechungsindizes.

Tabelle der Doppelbrechungen.

Tabelle der Dichten.

Tafeln I—XV.

Autoren- und Sachregister.

Tabelle der Brechungsindizes

der wichtigsten gesteinsbildenden Mineralien für Natrium-Licht. Bei doppelbrechenden Mineralien ist der Wert $\frac{1}{3} (2 \omega + \varepsilon)$ oder $\frac{1}{3} (\alpha + \beta + \gamma)$ oder β angegeben.

Die Zahlen haben vielfach nur die Bedeutung von Durchschnittswerten.

Eis	1.309	Mikroklin	1.523	Anorthit	1.582
Wasser	1.333	Gips	1.524	Mejonit	1.583
Fluorit	1.434	Anorthoklas	1.527	Pennin	1.583
Opal	1.45	Albit	1.533	Thuringit	1.583
Schoenit	1.466	Chalcedon	1.533	Anhydrit	1.587
Tridymit	1.478	Oligoklas-Albit	1.538	Beryll	1.587
Carnallit	1.479	Nephelin	1.539	Muskovit	1.587
Natrolith	1.482	Chrysotil	1.54	Paragonit	1.587
Sodalith	1.483	Phillipsit	1.54	Celsian	1.589
Analcim	1.487	Cordierit	1.540	Delessit	1.589
Hackmanit	1.487	Hyalophan	1.540	Klinochlor	1.589
Hydronephelit	1.49	Oligoklas	1.544	Phlogopit	1.591
Obsidian	1.49	Steinsalz	1.544	Lepidolith	1.598
Sylvin	1.490	Hydrargillit	1.547	Ainigmatit	1.6
Nosean	1.495	Quarz	1.547	Calcit	1.601
Stilbit	1.497	Bastit	1.55	Katapleit	1.604
Hauyn	1.500	Heulandit	1.550	Melinophan	1.606
Heulandit	1.501	Dipyrr	1.551	Pektolith	1.61
Natronsalpeter	1.502	Andesin	1.552	Eudialyt	1.610
Skolezit	1.502	Mizzonit	1.553	Tremolit	1.617
Kainit	1.507	Labrador	1.559	Eukolit	1.620
Leucit	1.508	Kaolin	1.563	Aktinolith	1.622
Thomsonit	1.508	Antigorit	1.567	Chondrodit	1.622
Epistilbit	1.51	Brucit	1.567	Dolomit	1.622
Cancrinit	1.515	Bytownit	1.571	Pargasit	1.623
Harmotom	1.516	Talk	1.572	Topas	1.623
Laumontit	1.521	Alunit	1.579	Lazulith	1.625
Orthoklas	1.522	Anomit	1.581	Cölestin	1.626
Sanidin	1.522	Biotit	1.581	Grandidierit	1.626

Karpholith	1.627	Klinohumit	1.670	Ottrelith	1.74
Wollastonit	1.628	Olivin	1.671	Hedenbergit	1.740
Prehnit	1.630	Lawsonit	1.673	Staurolith	1.741
Melilith	1.632	Viridin	1.675	Grossular	1.744
Aragonit	1.633	Kornerupin	1.677	Pyrop	1.744
Glaukophan	1.633	Orthit	1.682	Hercynit	1.749
Gedrit	1.634	Diallag	1.683	Låvenit	1.750
Apatit	1.637	Diopsid	1.683	Hussakit	1.753
Margarit	1.64	Titanolivin	1.683	Epidot	1.754
Baryt	1.640	Dumortierit	1.684	Gahnit	1.765
Andalusit	1.641	Riebeckit	1.687	Korund	1.766
Salmiak	1.642	Axinit	1.691	Hortonolith	1.788
Humit	1.643	Fuggerit	1.691	Ägirin	1.792
Antophyllit	1.644	Ägirinaugit	1.692	Akmit	1.792
Gem. Hornblende	1.646	Magnes.-Diopsid	1.697	Eisenspat	1.793
Datolith	1.649	Hainit	1.7	Spessartin	1.810
Rosenbuschit	1.65	Hjortdahlit	1.7	Monazit	1.811
Magnesit	1.650	Serendibit	1.7	Almandin	1.814
Turmalin	1.650	Hypersthen	1.700	Uwarowit	1.838
Mosandrit	1.651	Barkevikit	1.701	Fayalit	1.854
Breunnerit	1.654	Zoisit	1.701	Melanit	1.857
Jadeit	1.654	Astrophyllit	1.705	Demantoid	1.889
Gastaldit	1.656	Lamprophyllit	1.705	Lievrit	1.89
Forsterit	1.659	Augit	1.708	Titanit	1.938
Enstatit	1.660	Sapphirin	1.709	Zirkon	1.952
Monticellit	1.660	Wöhlerit	1.714	Cassiterit	2.029
Gehlenit	1.661	Spinell	1.717	Chromit	2.097
Borazit	1.667	Vesuvian	1.717	Perowskit	2.38
Spodumen	1.667	Bas.-Hornblende	1.719	Pyrophanit	2.39
Rinkit	1.668	Klinozoisit	1.720	Goethit	2.5
Sillimanit	1.668	Disthen	1.723	Anatas	2.538
Bronzit	1.669	Diaspor	1.725	Brookit	2.637
Hibschit	1.67	Grünerit	1.73	Rutil	2.712
Lotrit	1.67	Periklas	1.736	Eisenglanz	3.08

Tabelle der Doppelbrechung

der wichtigsten gesteinsbildenden Mineralien für
Natrium-Licht. Bei einachsigen Mineralien ist der
Wert ($\varepsilon - \omega$), bei zweiachsigen der Wert ($\gamma - \alpha$) angegeben.

Die Zahlen haben vielfach nur die Bedeutung von Durchschnittswerten.

Fuggerit	0.000	Mikroklin	0.007	Anophorit	0.012
Eis	0.001	Oligoklas	0.007	Baryt	0.012
Leucit	0.001	Skolezit	0.007	Hainit	0.012
Pennin	0.001	Bytownit	0.008	Hjorddahlit	0.012
Eudialyt	0.002	Chalcedon	0.008	Hydronephelit	0.012
Thuringit	0.002	Crossit	0.008	Laumontit	0.012
Tridymit	0.002	Kaolin	0.008	Mosandrit	0.012
Apatit	0.003	Korund	0.008	Anorthit	0.013
Eukolit	0.003	Labrador	0.008	Chrysotil	0.013
Phillipsit	0.003	Bronzit	0.009	Dipyrit	0.013
Rinkit	0.003	Cölestin	0.009	Hypersthen	0.013
Riebeckit	0.004	Cordierit	0.009	Kornerupin	0.013
Harmotom	0.005	Enstatit	0.009	Natrolith	0.013
Hyalophan	0.005	Margarit	0.009	Serpentin	0.013
Klinozoisit	0.005	Oligoklasalbit	0.009	Staurolith	0.013
Melilith	0.005	Quarz	0.009	Lotrit	0.014
Nephelin	0.005	Topas	0.009	Disthen	0.015
Ainigmatit	0.006	Albit	0.010	Mizzonit	0.015
Andesin	0.006	Axinit	0.010	Schoenit	0.015
Anorthoklas	0.006	Celsian	0.010	Wollastonit	0.015
Gehlenit	0.006	Epistilbit	0.010	Gem. Hornblende	0.016
Orthoklas	0.006	Gips	0.010	Spodumen	0.016
Sanidin	0.006	Ottrelith	0.010	Monticellit	0.017
Sapphirin	0.006	Andalusit	0.011	Glaukophan	0.018
Stilbit	0.006	Antigorit	0.011	Brucit	0.019
Vesuvian	0.001—0.006	Borazit	0.011	Hedenbergit	0.019
Zoisit	0.006	Delessit	0.011	Lawsonit	0.019
Beryll	0.007	Dumortierit	0.011	Pargasit	0.019
Heulandit	0.007	Klinochlor	0.011	Alunit	0.020

Fouquéit	0.020	Chondrodit	0.032	Akmit	0.050
Melinophan	0.020	Orthit	0.032	Fayalit	0.050
Nontronit	0.020	Prehnit	0.033	Talk	0.050
Barkevikit	0.021	Turmalin	0.017—0.034	Astrophyllit	0.055
Gedrit	0.021	Hortonolith	0.035	Lamprophyllit	0.055
Magnes.-Diopsid	0.021	Humit	0.035	Grünerit	0.056
Skapolith	0.021	Kataplëit	0.035	Zirkon	0.044—0.062
Karpholith	0.022	Mejonit	0.035	Bas. Hornblende	0.072
Sillimanit	0.022	Lazulith	0.036	Anatas	0.073
Hydrargillit	0.023	Olivin	0.036	Hussakit	0.095
Augit	0.025	Epidot	0.037	Cassiterit	0.096
Antophyllit	0.025	Grandidierit	0.037	Titanit	0.141
Krokydolith	0.025	Muskovit	0.038	Aragonit	0.156
Kainit	0.026	Paragonit	0.038	Brookit	0.158
Rosenbuschit	0.026	Pektolith	0.038	Calcit	0.172
Wöhlerit	0.026	Titanolivin	0.038	Dolomit	0.180
Aktinolith	0.027	Lâvenit	0.040	Breunnerit	0.189
Carnallit	0.027	Anomit	0.041	Magnesit	0.192
Tremolit	0.027	Biotit	0.041	Eisenspat	0.239
Thomsonit	0.028	Lithionit	0.041	Natronsalpeter	0.250
Ägirinaugit	0.029	Datolith	0.044	Pyrophanit	0.27
Cancrinit	0.029	Phlogopit	0.044	Eisenglanz	0.28
Diallag	0.029	Anhydrit	0.045	Rutil	0.287
Diopsid	0.029	Diaspor	0.048	(Kalomel)	(0.682)
Jadeit	0.029	Monazit	0.048		
Viridin	0.029	Ägirin	0.050		

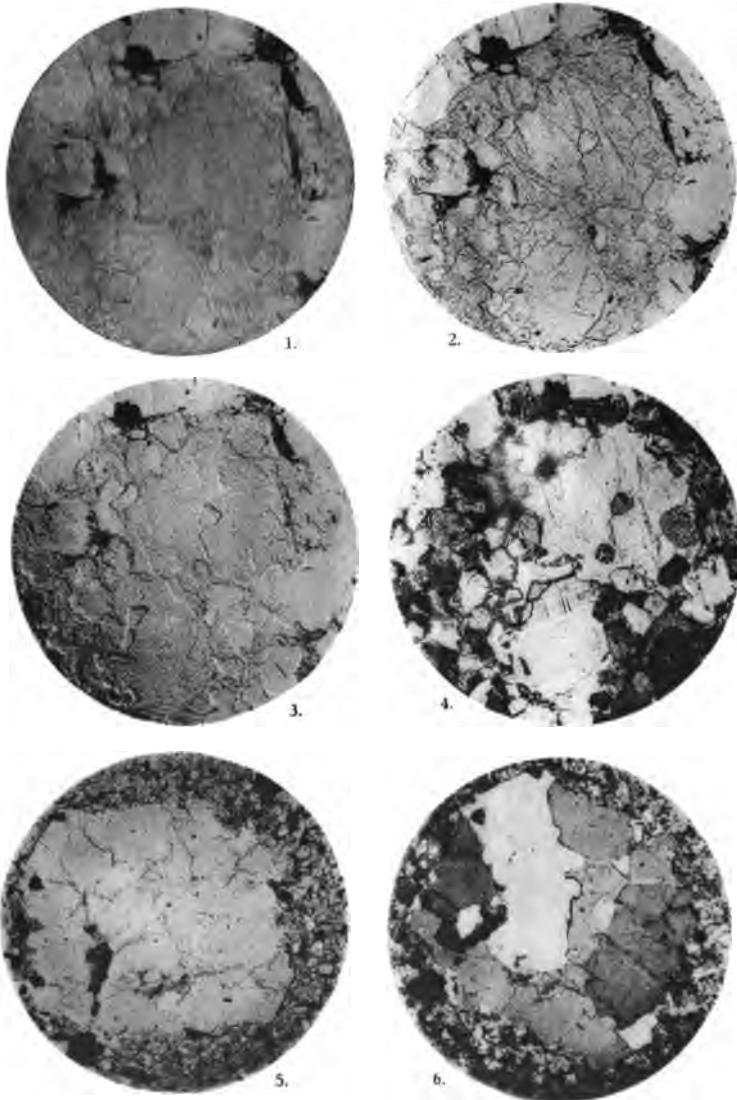
Tabelle der Dichten

der wichtigsten gesteinsbildenden Mineralien.

Die Zahlen haben vielfach nur die Bedeutung von Durchschnittswerten.

Eis	0.92	Cancrinit	2.46	Katapleit	2.8
Wasser	1.00	Harmotom	2.47	Pektolith	2.81
Salmiak	1.53	Leucit	2.47	Phlogopit	2.81
Carnallit	1.60	Mikroklin	2.55	Paragonit	2.84
Sylvin	1.99	Nephelin	2.55	Lepidolith	2.85
Schoenit	2.03	Orthoklas	2.55	Muskovit	2.85
Natronsalpeter	2.1	Sanidin	2.55	Prehnit	2.87
Chabasit	2.10	Adular	2.57	Wollastonit	2.88
Kainit	2.13	Dipyr	2.57	Dolomit	2.89
Hydromagnesit	2.16	Kieserit	2.57	Eudialyt	2.92
Stilbit	2.16	Serpentin	2.57	Aragonit	2.94
Hyalit	2.17	Anorthoklas	2.59	Karpholith	2.94
Steinsalz	2.17	Antigorit	2.6	Anhydrit	2.95
Batavit	2.18	Albit	2.61	Borazit	2.95
Analcim	2.19	Mizzonit	2.61	Datolith	2.95
Graphit	2.2	Kaolin	2.62	Melilith	2.96
Heulandit	2.20	Chalcedon	2.64	Fassait	2.97
Phillipsit	2.20	Cordierit	2.64	Mosandrit	2.98
Natrolith	2.21	Alunit	2.65	Grandidierit	2.99
Nontronit	2.21	Oligoklas	2.65	Gehlenit	3.00
Opal	2.21	Quarz	2.65	Tremolit	3.00
Epistilbit	2.25	Andesin	2.67	Biotit	3.01
Hydronephelit	2.26	Beryll	2.7	Melinophan	3.01
Skolezit	2.28	Delessit	2.7	Aktinolith	3.02
Sodalith	2.28	Bastit	2.70	Margarit	3.03
Nosean	2.3	Labradorit	2.70	Eukolit	3.05
Glaukonit	2.30	Klinochlor	2.71	Hibschit	3.05
Laumontit	2.30	Calcit	2.72	Lawsonit	3.09
Tridymit	2.30	Bytownit	2.73	Breunnerit	3.1
Gips	2.32	Mejonit	2.73	Glaukophan	3.10
Thomsonit	2.35	Pennin	2.73	Magnesit	3.10
Hydrargillit	2.38	Anorthit	2.75	Lazulith	3.12
Bruceit	2.39	Talk	2.75	Turmalin	3.12
Hauyn	2.45	Hyalophan	2.80	Antophyllit	3.15

Chondrodit	3.15	Lamprophyllit	3.35	Brookit	3.88
Crossit	3.15	Augit	3.36	Orthit	3.9
Enstatit	3.15	Epidot	3.39	Hortonolith	3.91
Humit	3.15	Riebeckit	3.4	Hercynit	3.94
Klinohumit	3.15	Diaspor	3.40	Siderit	3.94
Spodumen	3.15	Piemontit	3.40	Korund	3.95
Apatit	3.16	Vesuvian	3.40	Lievrit	3.96
Gedrit	3.17	Titanaugit	3.41	Cölestin	3.97
Thuringit	3.17	Serendibit	3.42	Geikielith	3.98
Andalusit	3.18	Barkevikit	3.43	Perowskit	4.03
Fuggerit	3.18	Wöhlerit	3.43	Picotit	4.08
Hainit	3.18	Arfvedsonit	3.45	Almandin	4.1
Fluorit	3.19	Hypersthen	3.45	Dysanalyt	4.13
Lithionit	3.2	Ägirinaugit	3.46	Beckelith	4.15
Forsterit	3.20	Grossular	3.47	Melanit	4.15
Monticellit	3.20	Rinkit	3.48	Spessartin	4.15
Viridin	3.22	Titanit	3.48	Rutil	4.25
Fouquéit	3.23	Sapphirin	3.49	Pyrochlor	4.28
Lotrit	3.23	Uwarowit	3.51	Fayalit	4.32
Gem. Hornblende	3.24	Ägirin	3.53	Goethit	4.37
Kaersutit	3.24	Akmit	3.53	Zirkon	4.45
Sillimanit	3.24	Chloritoid	3.54	Chromit	4.46
Diallag	3.27	Hedenbergit	3.54	Baryt	4.49
Dumortierit	3.27	Ottrelith	3.54	Koppit	4.50
Hjortdahlit	3.27	Topas	3.55	Xenotim	4.52
Kornerupin	3.27	Låvenit	3.56	Pyrophanit	4.54
Axinit	3.29	Hyalosiderit	3.57	Gahnit	4.55
Bronzit	3.29	Disthen	3.60	Hussakit	4.58
Bas. Hornblende	3.3	Spinell	3.60	Magnetkies	4.62
Diopsid	3.30	Periklar	3.67	Ilmenit	4.85
Rosenbuschit	3.31	Allochroit	3.70	Pseudobrookit	4.98
Zoisit	3.31	Grünerit	3.71	Pyrit	5.10
Olivin	3.32	Staurolith	3.72	Monazit	5.16
Celsian	3.34	Ainigmatit	3.75	Magnetit	5.20
Jadeit	3.34	Pyrop	3.75	Eisenglanz	5.29
Prismatin	3.34	Pleonast	3.82	Baddeleyit	6.02
Astrophyllit	3.35	Anatas	3.87	Cassiterit	6.84



Erklärung der Tafel IV.

Die Figuren 1—4 zeigen die gleiche Stelle eines Tonalitschliffs der Rieserfernergruppe, Tirol, nach F. Becke; s. S. 359—360.

Fig. 1. Beleuchtung zentral, Einstellung hoch. Innenwand der Quarz-Mikropegmatit- und Zirkon-Einschlüsse hell. Mikroperthitspindeln im Mikroklin und Orthoklas hell. Vier Mikrokläne im Mikropegmatit dunkler als Umgebung.

Fig. 2. Beleuchtung zentral, Einstellung tief. Quarz- und Mikropegmatit-Einschlüsse sind aussen hell umrandet. Zirkon dunkler als Umgebung. Mikroperthitspindeln in Form dunkler Striche. Vier Mikrokläne im Mikropegmatit hell.

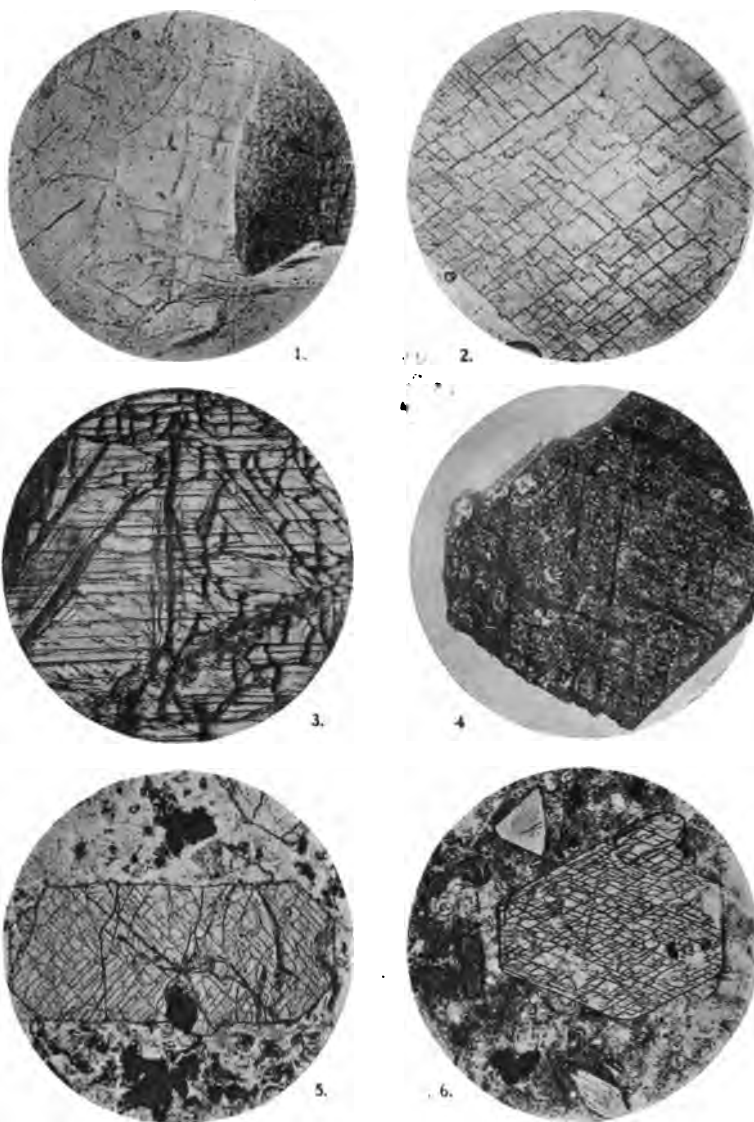
Fig. 3. Beleuchtung von links, Einstellung hoch. Alle stärker brechenden Einschlüsse haben links hellen Rand. Auffallend starkes Relief.

Fig. 4. Der gleiche Schliff zwischen gekreuzten Nicols.

Fig. 5. Aggregat von Quarzkörnern in gewöhnlichem Licht, aus Granitporphyr. Grosssachsener Tal, Odenwald. Vergr. 22. S. 798.

Fig. 6. Dasselbe bei gekreuzten Nicols. Die Figur sollte um etwa 45° oben nach links herumgedreht sein. S. 798.

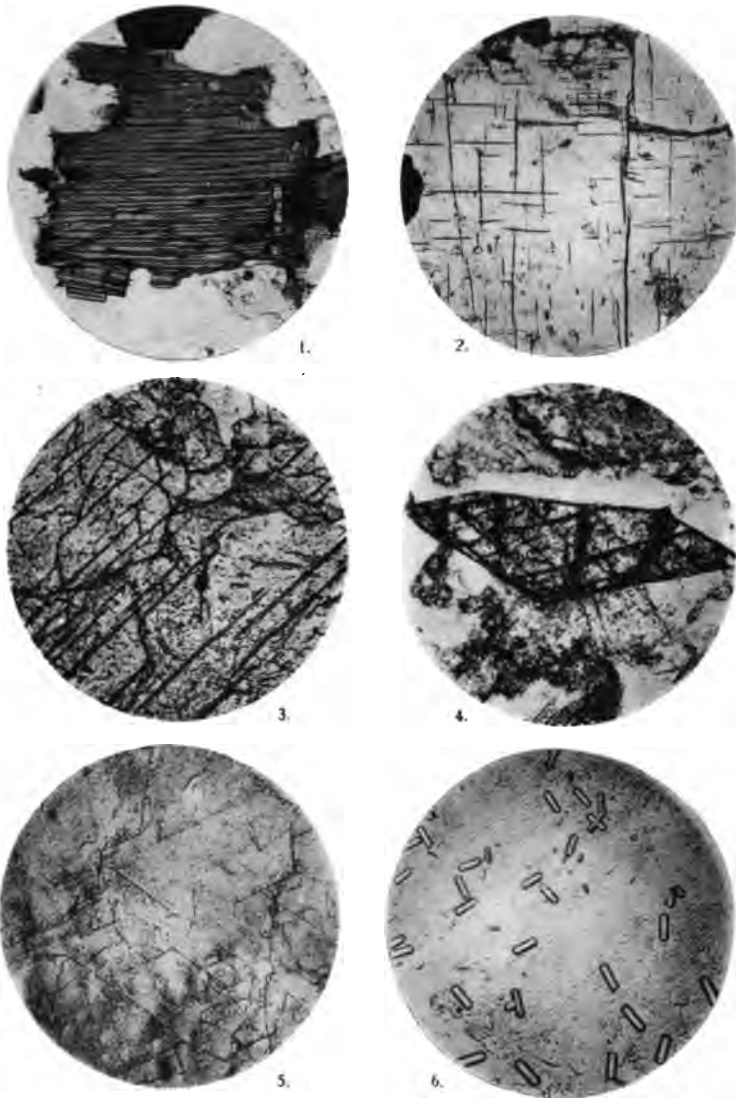




Erklärung der Tafel V.

- Fig. 1. Prismatische Spaltung, Schnitt parallel (001); Skapolith. Oedegården bei Bamle, Norwegen. Vergr. 135. S. 663.
- Fig. 2. Rhomboëdrische Spaltung, Schnitt parallel (10 $\bar{1}$); Calcit. Auerbach a. d. Bergstrasse. Vergr. 27. S. 663.
- Fig. 3. Spaltung nach Prisma und zwei vertikalen Pinakoiden im Schnitt parallel (001); Hypersthen. Paulsinsel. Vergr. 22. S. 663.
- Fig. 4. Pyramidale Spaltung, Schnitt parallel (001); Anatas. Oisans, Dauphine. Vergr. 22. S. 663.
- Fig. 5. Prismatische Spaltung, Schnitt senkrecht zu c; Augit aus Nephelintephrit. Neunlinden am Kaiserstuhl. Vergr. 36. S. 663.
- Fig. 6. Prismatische Spaltung, Schnitt senkrecht zu c; Hornblende aus Dacit. Timoktal, Serbien. Vergr. 33. S. 663.

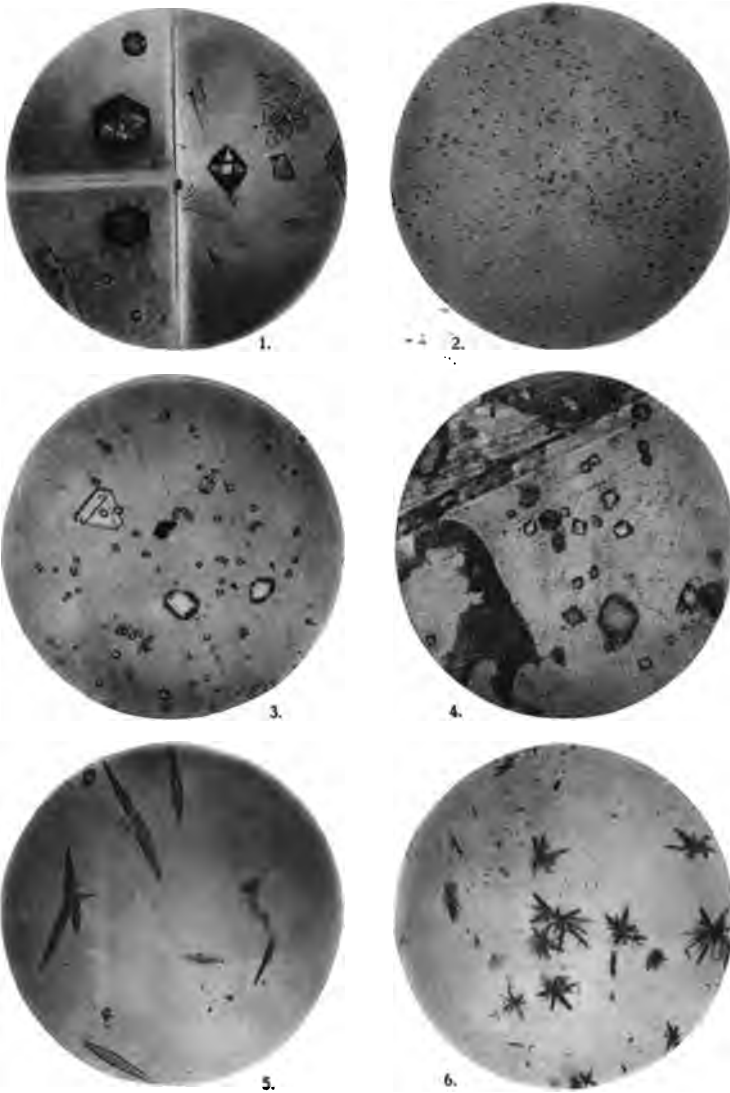




Erklärung der Tafel VI.

- Fig. 1. Pinakoidale Spaltung im Schnitt senkrecht zu derselben; Glimmer aus Granit. Grasslein bei Mauls, Tirol. Vergr. 27. S. 663.
- Fig. 2. Spaltung nach (001) und (010) im Schnitt nach (100); Orthoklas aus Augitsyenit, Laurvig, Norwegen. Vergr. 24. S. 663.
- Fig. 3. Spaltung nach (001) und (100) im Schnitt nach (010); Epidot aus Epidotfels. Auerbach a. d. Bergstrasse. Vergr. 94. S. 663.
- Fig. 4. Spaltung nach (110) im Schnitt senkrecht zu c; Titanit aus Syenit. Föhnbach, Odenwald. Vergr. 68. S. 663.
- Fig. 5. Oktaëdrische Spaltung im Schnitt nach (111); Fluorit. Markkirch. Vergr. 38. S. 663.
- Fig. 6. Kieselfluornatriumkristalle und Kieselfluoraluminium (amorph), aus Sodallith. Vesuv. Vergr. 24. S. 748.

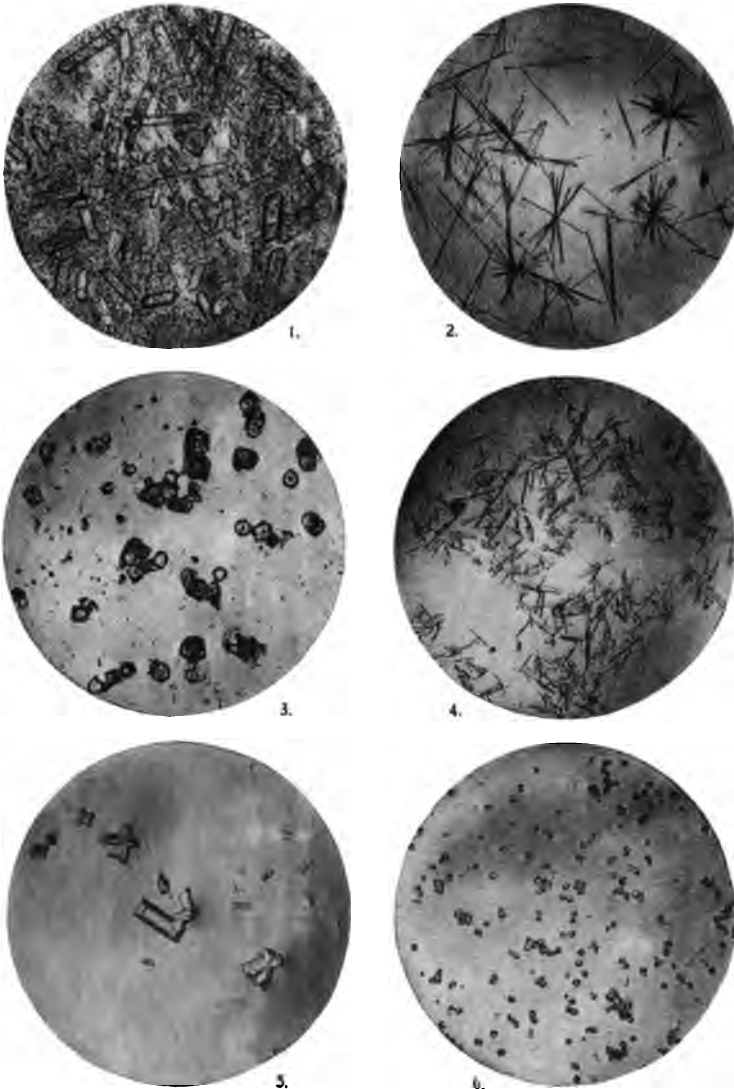




Erklärung der Tafel VII.

- Fig. 1. Kieselfluornatriumkristalle und Kieselfluoraluminium (amorph), aus Sodallith. Vesuv. Vergr. 143, 90 u. 128. S. 748 u. 754.
Fig. 2. Kieselfluorkaliumkristalle aus Apophyllit. Fassatal. Vergr. 120. S. 748.
Fig. 3. Kieselfluorkaliumkristalle aus Sanidin. Wehr. Vergr. 128. S. 748.
Fig. 4. Kieselfluorlithiumkristalle und Kieselfluoraluminium aus Zinnwaldit. Vergr. 90. S. 749.
Fig. 5. Kieselfluorcalciumkristalle. Vergr. 40. S. 750.
Fig. 6. Kieselfluorcalciumkristalle aus Apophyllit. Vergr. 38. S. 750.

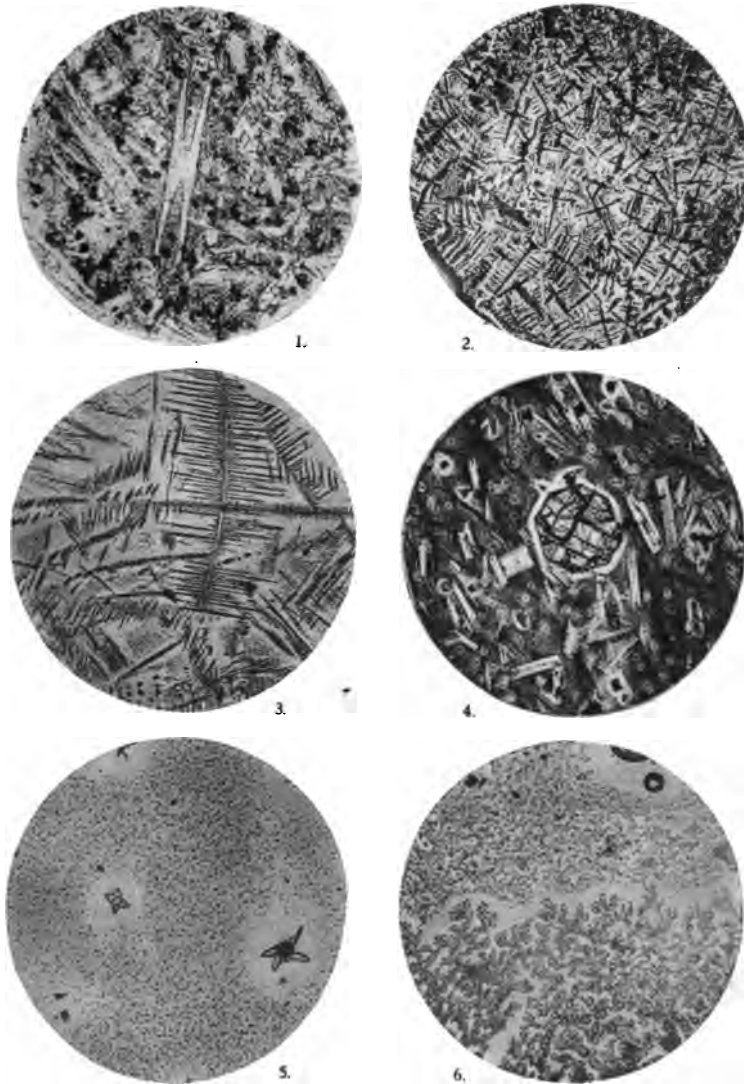




Erklärung der Tafel VIII.

- Fig 1. Kieselfluormagnesiumkristalle aus Blottit. Vergr. 27. S. 751.
Fig. 2. Gipskristalle. Vergr. 18. S. 750.
Fig. 3. Cäsiumalaunkristalle. Vergr. 18. S. 754.
Fig. 4. Kristalle von Ammoniummagnesiumphosphat (Struvit). Vergr. 9.
S. 751 u. 757.
Fig. 5. Dasselbe aus sehr verdünnter Lösung. Vergr. 27. S. 751 u. 757.
Fig. 6. Phosphorsaures Molybdän-Ammoniak in Kristallen. Vergr. 128. S. 757.

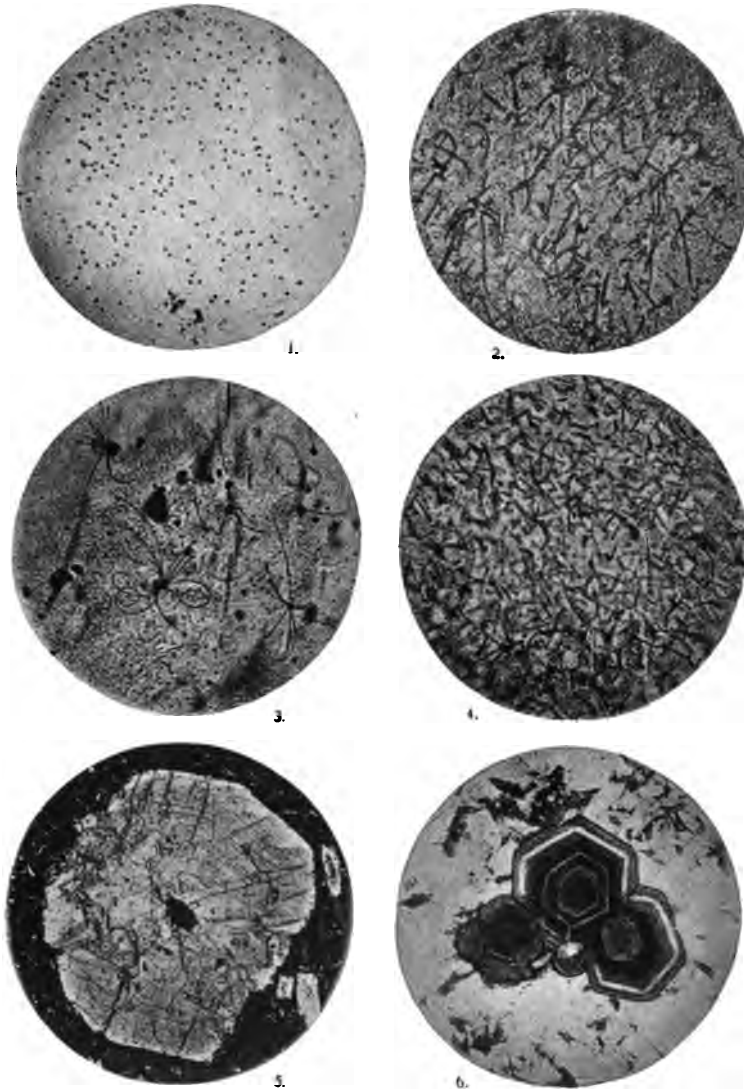




Erklärung der Tafel IX.

- Fig. 1. Kristallskelette von Olivin in Basalt. Palma. Vergr. 90. S. 763.
 Fig. 2. Kristallskelette von Magnetit in Glasbasalt. Provinz Schantung, China. Vergr. 80. S. 763.
 Fig. 3. Kristallskelette von Augit in Pechstein. Arran. Vergr. 80. S. 763.
 Fig. 4. Augit mit farblosem Kristallisationshof im Trachytpechstein. Hammersfjord, Island. Vergr. 22. S. 762.
 Fig. 5. Lösung von Schwefel in einem Gemisch von Schwefelkohlenstoff und Canadabalsam. Es haben sich Globulite und Kristalle mit einem globulitenfreien Hof gebildet. Vergr. 180. S. 762 u. 769.
 Fig. 6. Dasselbe. Es haben sich Globulite und Longulite gebildet. Vergr. 180. S. 769 u. 770.

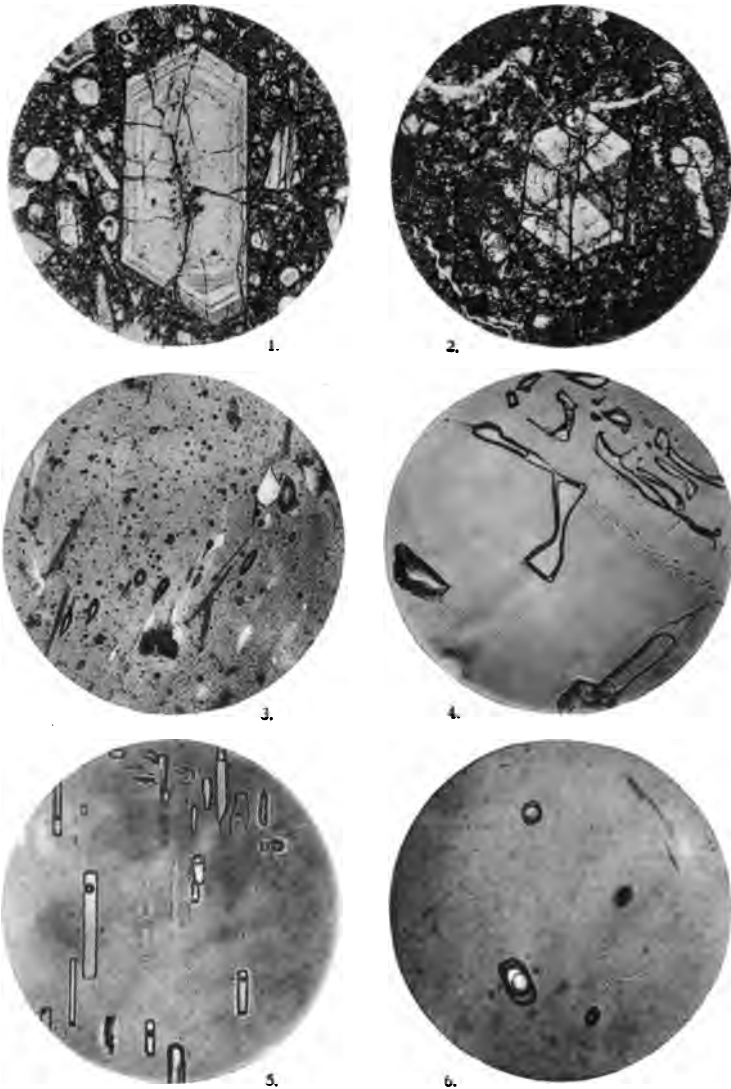




Erklärung der Tafel X.

- Fig. 1. Globulite in Basaltglas. Hawaii, Sandwich-Inseln. Vergr. 225. S. 769.
 Fig. 2. Margarite in Obsidian. Clear Lake, Cal. Vergr. 225. S. 770, 772.
 Fig. 3. Trichite in Obsidian. Mexiko. Vergr. 180. S. 773.
 Fig. 4. Mikrolithe und Trichite in schillerndem Obsidian. Transkaukasien. Vergr. 200. S. 774.
 Fig. 5. Schaliger Bau eines Plagioklases in Melaphyr. Bulaure, Fassatal. Vergr. 32. S. 774.
 Fig. 6. Schaliger Bau am Melanit, aus Phonolith. Steinriesenweg bei Oberbergen, Kaiserstuhl. Vergr. 54. S. 775.

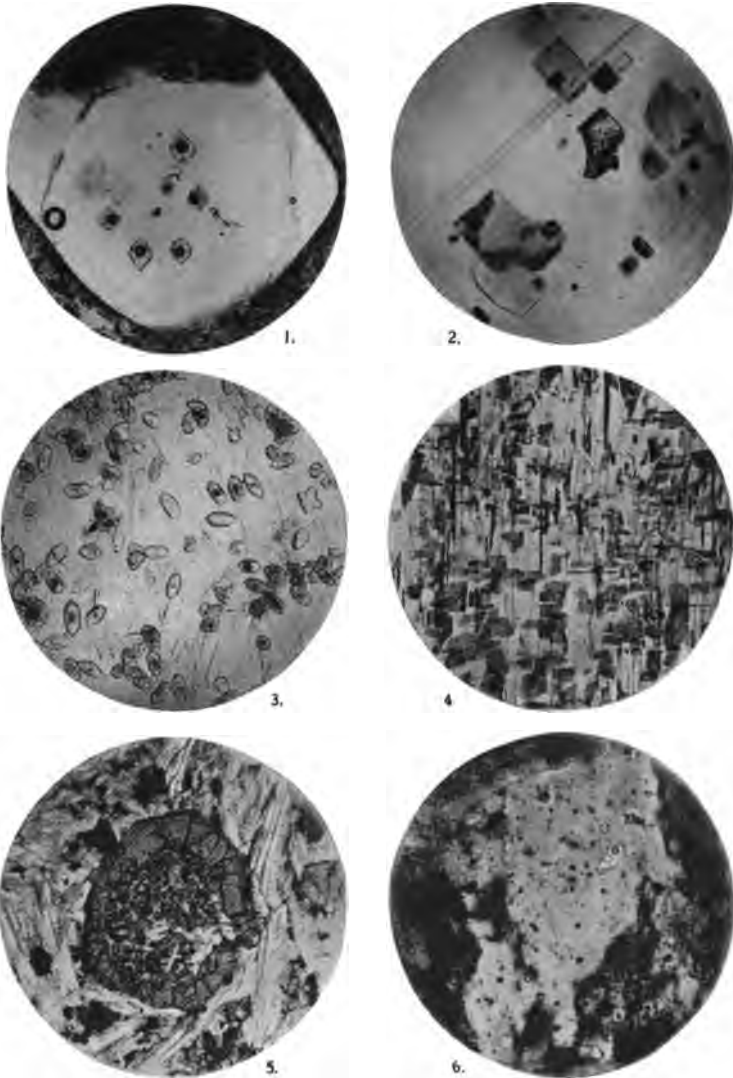




Erklärung der Tafel XI.

- Fig. 1. Schalliger Bau am Augit, aus Leucitit. Kreuze bei Rothweil, Kaiserstuhl. Vergr. 19. S. 775.
- Fig. 2. Anwachspyramide am Augit, aus Nephelinit. Eichberg bei Rothweil, Kaiserstuhl. Vergr. 40. S. 776.
- Fig. 3. Geseinschlüsse in Obsidian. Mexiko. Vergr. 72. S. 777.
- Fig. 4. Die Wandung nicht netzende Flüssigkeit in Topas. Schneckenstein, Sachsen. Vergr. 75. S. 779.
- Fig. 5. Flüssigkeitseinschlüsse in Steinsalz. Friedrichshall, Württemberg. Vergr. 180. S. 778.
- Fig. 6. Zwei sich nicht mischende Flüssigkeiten in Rauchquarz. Branchville, Conn. Vergr. 90. S. 790.

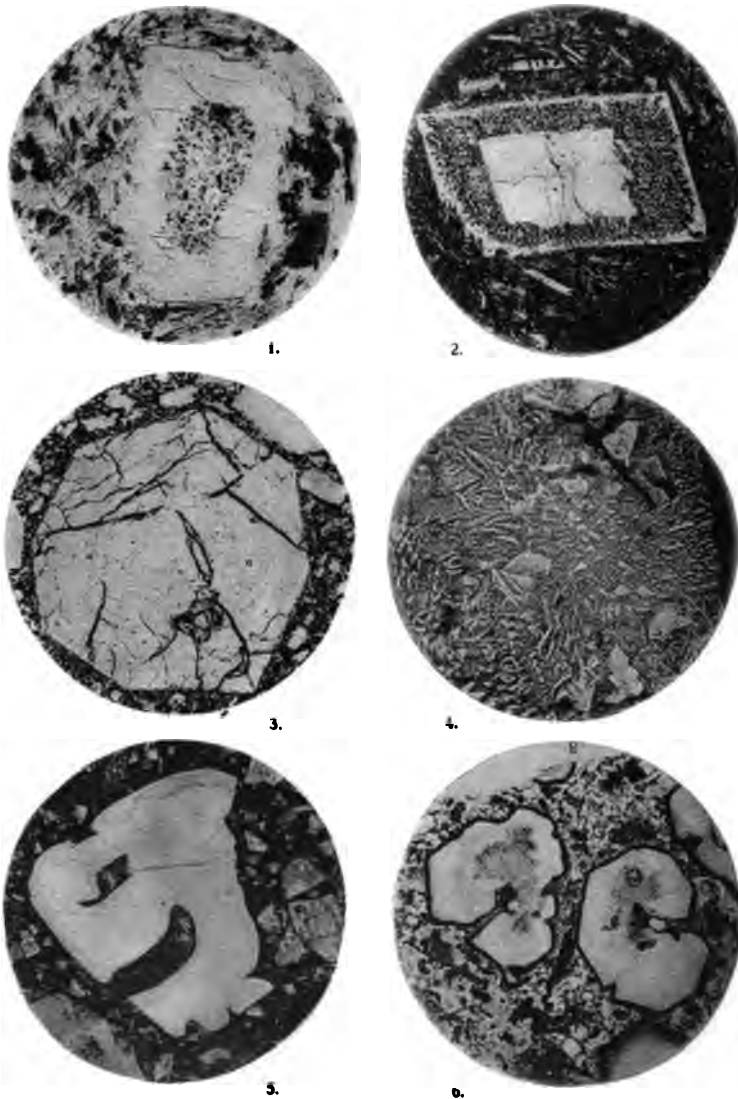




Erklärung der Tafel XII.

- Fig. 1.** Glaseinschlüsse in Quarz, dihexaëdrisch, aus Quarzporphyr. Dossen-
heim a. d. Bergstrasse. Vergr. 65. S. 784.
- Fig. 2.** Glaseinschlüsse mit mehreren Bläschen in Anorthoklas. Pantelleria.
Vergr. 90. S. 784.
- Fig. 3.** Quarzeinschlüsse im Heulandit. Färöer. Vergr. 27. S. 786.
- Fig. 4.** Mikrollitheneinschlüsse in Hypersthen. Paulsinsel. Vergr. 27. S. 786.
- Fig. 5.** Durchdringung von Augit mit Plagioklas, Magnetit und Apatit, aus
Basalt. Löwenburg, Siebengebirge. Vergr. 27. S. 786.
- Fig. 6.** Flüssigkeitseinschluss mit ausgeschiedenem Kristall in Quarz, aus
Granitporphyr. Cornwall. Vergr. 188. S. 795.

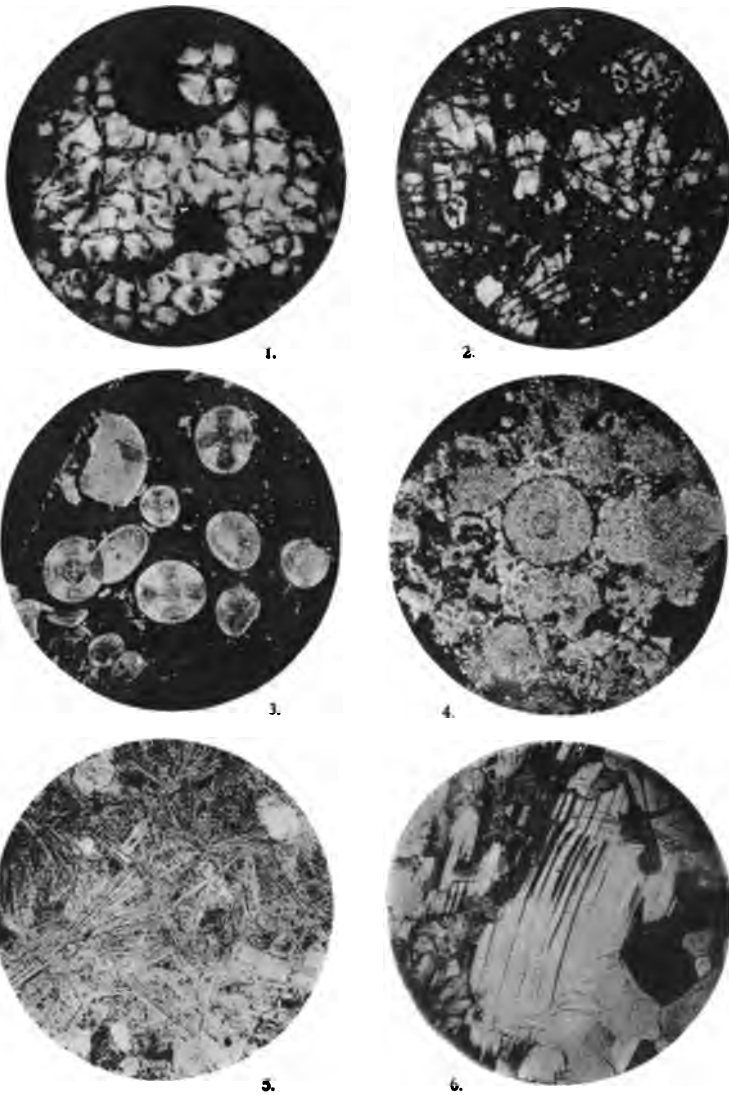




Erklärung der Tafel XIII.

- Fig. 1. Zentrale Anhäufung von Einschlüssen in Feldspat, aus Trachyt. Monte Olebano bei Pozzuoli, Neapel. Vergr. 45. S. 787.
- Fig. 2. Peripherische Anhäufung von Einschlüssen in Feldspat, aus Hornblende-Andesit. Südserbien. Vergr. 49. S. 787.
- Fig. 3. Zonare Anordnung von Einschlüssen in Leucit, aus Vesuvlava. Monte Somma. Vergr. 12. S. 787.
- Fig. 4. Durchdringung von Quarz und Orthoklas, aus Granophyr. Sperberbäuel bei Hohwald, Vogesen. Vergr. 72. S. 786.
- Fig. 5. Durch Korrosion deformierter Quarzkristall in Quarzporphyr. Scharfenstein, Münstertal, Schwarzwald. Vergr. 22. S. 807.
- Fig. 6. Durch Korrosion deformierter Nosean in Leucitophyr. Burgberg bei Rieden. Vergr. 10. S. 807.

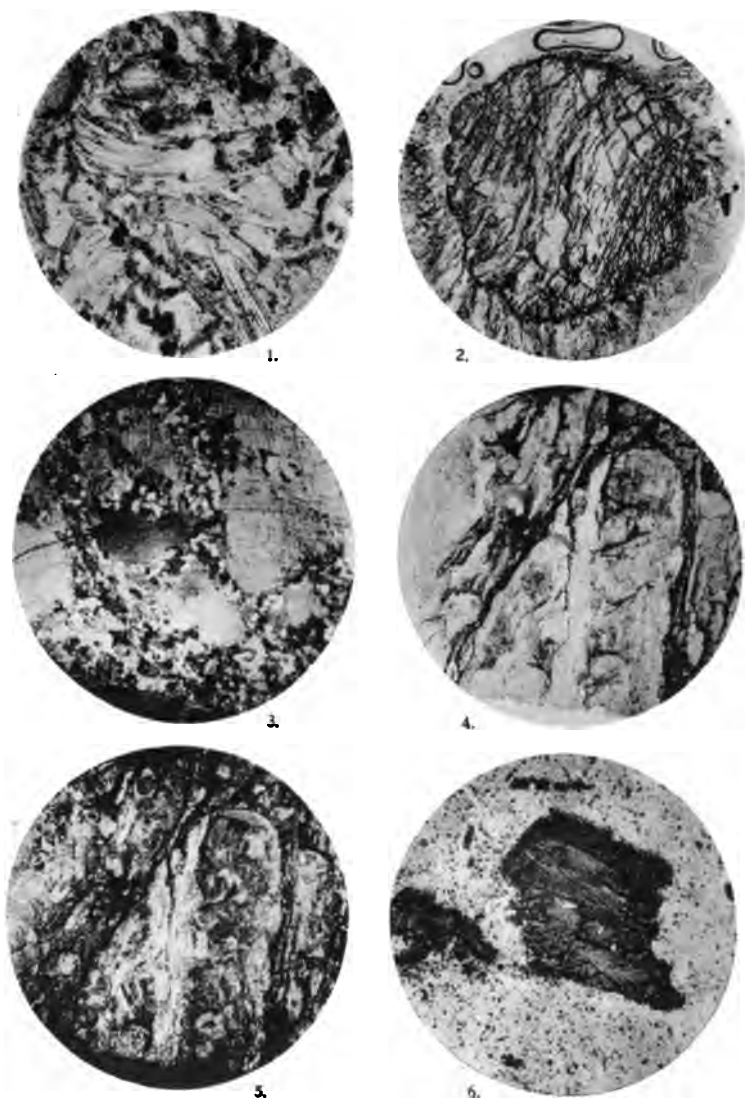




Erklärung der Tafel XIV.

- Fig. 1. Sphärokristalle von Chalcidon zwischen gekreuzten Nicols, aus Diabasporphyr. Pfalz. Vergr. 43. S. 801 u. 802.
 Fig. 2. Bertrandsche Interferenzkreuze an Sphärosiderit. Steinheim, Wetterau. Vergr. 32. S. 801 u. 802.
 Fig. 3. Oolithkörner zwischen gekreuzten Nicols. Von einem Korallenriff. Bahama-Inseln. Vergr. 18. S. 801.
 Fig. 4. Granosphaerit von Quarz zwischen gekreuzten Nicols, aus Eisenkiesel. Stiftsbuckel, Heidelberg. Vergr. 22. S. 804.
 Fig. 5. Sphärische Aggregate und Bündel von Feldspatkristallen in Trachyt. Kaukasus. Vergr. 54. S. 801.
 Fig. 6. Plagioklas mit gebogenen Lamellen bei gekreuzten Nicols, in Olivin-gabbro. Store Behalfjord, Norwegen. Vergr. 40. S. 806.





Erklärung der Tafel XV.

- Fig. 1.** Gebogener und aufgeblätterter Glimmer in Augitminette. Fuchsmühle bei Weinheim a. d. Bergstrasse. Vergr. 38. S. 805.
Fig. 2. Zerquetschter Granat in Glimmerschiefer. Brixen, Tirol. Vergr. 9. S. 806.
Fig. 3. Randlich zertrümmerter Feldspat in Anorthosit. Chicoutimi, Quebec, Canada. Vergr. 9. S. 806.
Fig. 4. Albit zerquetscht und in seinen Teilen verschoben aus Phyllitgneiss. In gewöhnlichem Licht. Allen's Creek, Viktorien, Australien. Vergr. 9. S. 806.
Fig. 5. Derselbe zwischen gekreuzten Nicols. S. 806.
Fig. 6. Biotitkristall, randlich korrodiert und mit Druckfiguren, aus Porphyrit. Ilfeld, Harz. Vergr. 20. S. 663 u. 806.



Autoren- und Sachregister.

- Abbe Apertometer 355; Aplanatische Fläche 258; Aplanatisches System 294; Apochromate 339; Äquivalentbrennweite 283; Diffraktionsapparat 333; Dispersion 59; Linsenoptik 253; Monochromator 246; Objektive 288, 339; Okularspektroskop 593; Polarisationsprisma 237; Sinusbedingung 295; Testplatte 348; Theorie der sekundären Abbildung 326—339; Totalreflektometer 651; Vertikalilluminator 378; Würfelchen 413; Zeichenapparat 413.
- Abbildung aplanatische 295; durch weit geöffnete Büschel 287—300.
- Aberration 289—298, 300—305; chromatische 300; zentrale sphärische 289; zonare sphärische 294.
- Aberrationsfreie Flächen 258.
- Abkühlungsvorrichtung 411.
- Abney 246.
- Abnutzung und Härte 665.
- Abnutzungswiderstand 666.
- Abschleifen und Härte 665.
- Abschmelzungen 807.
- Absoluter Brechungsindex 57.
- Absorption 195; selektive 195.
- Absorptionsachsen 200.
- Absorptionsbüschel 200—204.
- Absorptionserscheinungen 194—210.
- Absorptionsfilter 211.
- Absorptionspektren 593.
- Absorptionsstreifen 195.
- Abstrahierte Brennfläche 631.
- Abweichung chromatische 300; sphärische 289.
- Acetylentetrambromid 692.
- Achromasie 302; Bedingung 303, 304, 359.
- Achromat 339, 342.
- Achromatische Linsen 301—303.
- Achse der Isotropie 102, 116.
- Achse einer Linse 255.
- Achsenbilder einachsiger Kristalle 178, 179; zweiachsiger Kristalle 182, 186, 188, 190, 192, 193, 194.
- Achsendispersion 122, 123, 189—194, 626; — und Dispersion der Flüssigkeiten 605.
- Achsenebene 123, 188; Änderung mit der Temperatur 217.
- Achsenfarben 198.
- Achsenkreuz der Plagioklase 506.
- Achsenlage normalsymmetrische 191, 493; symmetrische 191, 487.
- Achsenpräparate 152; senkrecht zur spitzen oder stumpfen Bisektrix 601; schief 605.
- Achsenwinkelapparat 611—617; mit zwei Kreisen 617.
- Achsenwinkel der Plagioklase 511.
- Achsenwinkel-Immersion 201, 618, 633, 634.
- Achsenwinkel, optischer 119—122, 601—607; Änderung mit der Temperatur 217; Messung 600—639; scheinbarer 122, 602; wahrer 122, 601.
- Achsenwinkel und Brechungsindizes 119—122, 577, 578.
- Achse, optische Beobachtung des Austritts 607; der äußeren (117), der inneren (118) konischen Refraktion; ihre Brechung 119, 122, 602, 608; primäre 117; sekundäre 117; — und Auslöschungsschiefe 487—497; — und Doppelbrechung 119, 577.
- Acidophilie 738.
- Adams Kugelsegmente 459, 462, 520, 527, 627; Prinzip 459.
- Additionserscheinungen 156.
- Additionslage 155.
- Ady 12.
- Aggregate 797—805; heterogene 797; homogene 797; regellose 798.
- Aggregatpolarisation 798.
- Ahlers 667 Anm. 1.
- Ahrensches Prisma 227 Anm. 8, 236, 237.
- Akkommodation 360.
- Akkommodationsbereich 360.
- Akkommodationszwang 360.
- Aktinolith, optische Achsen 608.
- Alizarinlösung 751.
- Allochromatisch 195.
- Allotriomorph 763.
- α -Wirkung des Radiums 208.
- Ältester Mikroskoptypus 381.
- Aluminium 754.
- Aluminiumchlorid Reagens 738, 752.
- Amann 580.
- Ambrohn anomale Interferenzfarben 134; Einbettungsmethode 549, 563; Indikatrix 95 Anm. 1; Mikroskopische Bilderzeugung 333 Anm. 1; Pleochroismus 210; Quotient ν 136.
- Amici aplanatische Punkte 292; Linse nach Amici-Bertrand 390, 391, 399, 400, 432, 433, 456, 622, 629; Prinzip 293; Wasserimmersion 341.
- Amici-Bertrandsche Linse 390, 391, 399, 400, 432, 433, 456, 615, 620, 622, 629.

- Amicrohr 391, 429.
 Ammoniak 735, 748.
 Ammoniumphosphat Reagens 752.
 Amphophilie 738.
 Amplitude der Schwingung 47, 142, 143.
 Amyrolin 119 Anm. 1.
 Alncim Färbung 738.
 Analysator 138, 381; aufsetzbarer 381, 469; drehbarer 389, 393; im Tubus 381, 390.
 Analytische Darstellung der Lichtbewegung 142—144.
 Anastigmatische Doppellupe 316.
 Anastigmatisches System 299.
 Anatas Färbung 747.
 Andreae 683.
 Andreasberger Farben 136.
 Andrews 792, 793.
 Anhydrit-Präparat zur Stauroskopie 470.
 Anilinblau 735.
 Anilin Nickelreagens 753.
 Anisotrope Blättchen im parallelen Licht 140; mehrere übereinander 154—156.
 Anisotrope Medien 48, 74, 126; senkrecht zu einer optischen Achse 152—154; zwischen gekreuzten Nicols 140.
 Anlauffarben 127.
 Anomale Doppelbrechung 214.
 Anomalien, optische 49, 212—216.
 Anormale Interferenzfarben 136.
 Anorthit, optische Achsen 609—611.
 Anorthoskopie 299.
 Antidrom 174, 180.
 Antinormale Farben 136.
 Anwachskegel 775.
 Anwachspyramiden 775.
 Apertometer optische Bank 351; von Abbe 355; von Metz 353; von Metzner 354; von Volkmann 352; von Wülfing aus Glimmer 355.
 Apertur Ausnutzung 347; bei Konoskop 618; des Fixsternlichtes 139 Anm. 1 und zugehörige Berichtigung 847; numerische 287, 351—358; — und Gesichtsfeld 618; — und Lichtstärke 286.
 Aperturblende 326.
 Aperturscheibe 352.
 Aplanatische Abbildung 295.
 Aplanatische Flächen 258.
 Aplanatische Systeme 291, 294.
 Apochromate 339, 342.
 Apophyllit Chromozyklite 135; Färbung 738.
 Appiani 717.
 Äquatorial-Ellipse 172.
 Äquivalentbrennweite 271—280; Bestimmung 281—286; Definition 280.
 Arago Erscheinungen beim Kalkspat 80; Fresnel-Aragosche Gesetze 137; Refraktionskonstante 62; Zirkularpolarisation 126.
 Aragonit und Kalkspat 751.
 Arbeit und Lichtintensität 48.
 Arons Chromoskop 592; Quecksilberbogenlampe 245.
 Arschinow 462.
 Arsenbromür 691.
 Arzruni 689 Anm. 2.
 Äschynit Niobgehalt 761.
 Asterismus 196, 785.
 Astigmatische Augen 254.
 Astigmatismus 289, 299; bei Lupen 254.
 Asymptoten bei Achsenbildern 185, 635.
 Äther 42.
 Ätherelastizität 46.
 Ätherleerer Raum 45.
 Ätherschwingungen bei gewöhnlichem Licht 43; bei polarisiertem Licht 80.
 Atomgewicht, Härte und Dichte 666.
 Atomrefraktion 68.
 Atterberg 782.
 Attraktive Kristalle 76.
 Ätzfiguren 739—740.
 Ätzung der Feldspäte 786.
 Auerbach 666.
 Auflösende Kraft 326, 334.
 Aufschließen 744—746.
 Auge Empfindlichkeit 228, 337; Ermüdung 361; und polarisiertes Licht 80, 218.
 Augenglas der Huygenschen Okulare 310, 359, 362.
 Auge und Linse 306, 360—363.
 Augit Kristallisationshöfe 762; Kristallskelette 763.
 Auramin 211.
 Ausklappbarer Kondensator 373.
 Auslöschung 150, 466; undulöse 806.
 Auslöschungskurven 490—491, 495.
 Auslöschungsrichtung 150, 466.
 Auslöschungsschiefe 150, 466; bei symmetrischer Achsenlage 487; bei normal-symmetrischer Achsenlage 493; Berechnung 487—497; Bestimmung 464—497; Literatur 464—466; Vorzeichen 467.
 Ausreiben des Striches 597.
 Außerordentlicher Brechungsindex 93.
 Außerordentlicher Strahl 76.
 Außerordentliches Licht 74.
 Außerordentliche Welle 89.
 Aussuchen 728.
 Austrittspupille 324.
 Auswertung des Quarzkeils 579, 580.
 Autokollimation 429, 456.
 Awi-System 201, 618, 633, 634.
 Axiolithe 800.
 Babinet Kompensator 567—574; optischer Charakter 590; Regel bei Absorption 198; — Soleilscher Kompensator 575.
 Baker 319.
 Bakterienlicht 42.
 Barium 749.

- Bariumnitrat 757.
 Bariumquecksilberjodid-Lösung 689.
 Barlow 772 Anm. 2.
 Bartolini 121.
 Bartholinus, Erasmus 74.
 Barvir 64.
 Baryt Einschlüsse 795; zur Dickenbestimmung 576.
 Basis bei Gesteinen 771.
 Basisfarbe 198.
 Basophilie 738.
 Batéa 702.
 Baumhauer Ätzfiguren 739.
 Baumwollblau 735.
 Bausch u. Lomb, Mikroskopbau 396.
 Beale 412.
 Becher 221.
 Beck 375; Mikroskopbau 396.
 Becke Absorptionsbüschel 203; Achsenwinkelmessung 636—639; anomale Interferenzfarben 134—136; Anwachspyramiden 776, 787; Ätzfiguren 739, 776; Babinetscher Kompensator 572; Fächerbarre 189; Gipsblattverwendung 645; Isogyren 160, 172, 188; Kleinsche Lupe 629; Lage der optischen Achse 181; Lage der spitzen Bisektrix 646, 647; Lichtbrechungsbestimmung 554—564; Linie 554; Mallardsche Konstante 630 Anm. 1; Molekularrefraktion 73; Molekularvolumen 671; Optik der Plagioklase 510; optischer Charakter 645—647; Pendelbarre 180; Skiodromen 174; Tinktion 736; zweiachsige Kristalle 187.
 Becker 658.
 Beckmann Spektrallampe 244.
 Becquerel 536.
 Beer Geschwindigkeitskegel 172; konische Refraktion 119 Anm. 1; Refraktionskonstante 62, 68, 69.
 Behrens Aluminium 754; Ammoniumfluorid-Reagens 749; Beryllium 752; Cersuccinat 755; Chlorreaktion 756; Häkchen 730; Kristallite 769; Lithiumreaktion 749; Mikroreaktionen 743, 744, 749, 755, 759; Safraninfärbung 737; Schliffe 35; Strontiumchromat 749; Thorium 755; Zelluloid-Täfelchen 730; Zentrifuge 731; Zirkonium 759.
 Behrens-Kley Chlorreaktion 756; Mikrochemie 744; Thallothoriumkarbonat 755.
 Beilby 35.
 Beleuchtung am Mikroskop 366—381, 462, 545, 559.
 Beleuchtungsachse 429.
 Beleuchtungslinse 426.
 Beleuchtungsspiegel 323, 375.
 Beleuchtungsstärke 249.
 Beleuchtungsverhältnisse bei Linsen 257.
 Beleuchtungsvorrichtungen 366—381, 462.
 Beleuchtungswechsel 369—376, 400.
 Bellevue, Fleuriau de 319, 719.
 Belonite 774.
 Benedicks Kanadabalsam 565; Wirkung der Apertur 337.
 Bensaude, optische Anomalien 212, 215.
 Benson 466 Anm. 1.
 Benz 7.
 Benzol Struktur 48.
 Beobachter und Brille 310.
 Beobachtung im konvergenten Licht 138.
 Beobachtung im parallelen Licht 138.
 Beobachtung zwischen Nicolschen Prismen 138.
 Berechnung der Auslöschungsschiefe 487 bis 497.
 Berek Auslöschungsschiefe 465, 466, 486; Gesichtsfeldblende 325; Kompensator 582; Kreuzung der Nicols 469; Monochromator 252.
 Bergeat Isogyren 176 Anm. 1.
 Bergersches Stativ 396.
 Bernard 537.
 Bernhard 419.
 Berthelot 68.
 Bertin Absorptionsbüschel 201; Chaulnessches Verfahren 536; isochromatische Flächen 160, 169, 626, 627.
 Bertrand Absorptionsbüschel 201; Amicische Linse 622, 629; Demonstrationsversuch bei parallelem Licht 153; Glyzerintröpfchen 625 Anm. 3; Goniometer 459; Halbkugel 650; Interferenzbilder 153; Interferenzkreuz 802; Mikroskop 438; Prismen 231 Anm. 1, 236, 237; Okular 480; Quarzplatte 477, 480; Sphärokristalle 802; System von hoher Apertur 201, 619; Totalreflektometer 650; Winkelmessung 453—455; Zahnstangentheilung 388, 438.
 Berwerth Tinktion 736.
 Beryllium 752.
 Besborodka 179 Anm. 1.
 Beugung bei Abbildungen 326.
 Beugungsfigur 328.
 Beuteltuche 701.
 Bezugsflächen einachsiger Kristalle 97—102; zweiachsiger Kristalle 124—125.
 Biaxial surface 124.
 Biegungen 806.
 Bikonkave Linse 255.
 Bikonvexe Linse 255.
 Bildhebung nach Chaulnes-Sorby 542.
 Bildpunkt 259.
 Bild und Objekt 259.
 Bildung der Kristalle 762—776.
 Bildverzerrung 299.
 Bildweite 268.
 Bildwölbung 289.
 Binokulare Lupe, Zeiß 313.
 Binormalen 117.
 Biot attraktive u. repulsive Kristalle 76; Drehquarz 587; Einbettungsmethode 544 Anm. 1; empirische Formel 168 Anm. 1;

- Kleinsche Quarzplatte 477; Refraktionskonstante 62; zweiachsige Kristalle 160.
 Biotit Absorption 198.
 Biot-Kleinsche Quarzplatte 477.
 Bipolare Achsen 49.
 Biradialen 117.
 Birefraktometer 580.
 Bisektrizen 122; Dispersion 191—194.
 Blätterdurchgänge 662.
 Blaufärbung des Hauyns 741; der tonerdehaltigen Mineralien 741; der Pendelbarre 645; der Quadranten 644.
 Blauholzextrakt 738.
 Bleidose 744.
 Bleioxyd als Reagens 746.
 Bleitopf 727.
 Blenden am Tubusende 624; Gesichtsfeldsblende 325; nach Grabham 133 Anm. 1; 547, 589; Iris 624; Objektivblende 324; Spaltblende 625; Wrightscher Schieber 545.
 Blendenwirkung 546.
 Blumrich 776.
 Boas Chaulnessche Methode 536 Anm. 1; Feinbewegung am Mikroskop 439.
 Bogenglühlampe Pointalit 426.
 Bogen mit Draht 7.
 Boeggild Astrophyllit und Elpidit 473; Struvit 751.
 Bogitsch 675.
 Boeke Abkühlungsvorrichtung 411; Salzschliffe 25.
 Böklin 108, 112, 113.
 Bor 758.
 Boricky Kieselfußsäuremethode 748; Mikroreaktion 743; Pleochroismus 209.
 Bornemann 12.
 Borosilikatthermometer 407.
 Borsäure 758.
 Boué 318 Anm. 2.
 Bourgois Mikroreaktionen 743; Zirkonnachweis 759.
 Boyle 318.
 Brandão-Leißsches Mikroskop 516.
 Brauns Anomalien 212—216; Chalkographie 597; Färbung 196; Kreuzschlittentisch 391; Mikroreaktionen 743, 757; Salpetersäurenachweis 757; Schwere Flüssigkeit 690; Sphärökristalle 801 Anm. 1.
 Bravais Kompensator 575; Zwillingplatten 478, 586.
 Bravais-Stöberscher Quarzzwilling 478, 586.
 Brechung des Lichtes 46, 52.
 Brechungsexponent = Brechungsindex.
 Brechungsgesetz 52, 53, 264.
 Brechungsindex absoluter 57, 58; Änderung mit der Temperatur 217; außerordentlicher 75; Bestimmung 533—564; Beziehung zum Achsenwinkel 119—122, 577, 578; Definition 56, 57; mittlerer 65; ordentlicher 74; von Luft 58; von Mischungen 65; relativer 57, 58; Tabelle 808—809; und Wellenlänge 59—61; von Wasser 603.
 Brechungsvermögen molekulares 68; spezifisches 61.
 Brechungsvorgänge an dünnen Linsen 259—271.
 Brennebenen 255.
 Brennfläche 630; abstrahierte 631.
 Brennpunkte 255; reelle 259; virtuelle 259.
 Brennweite 255; bei achromatischen Linsen 302; bei zwei Linsen 269—271; Beziehung zu Gesichtsfeld 286; Beziehung zu Öffnung 286; dünner Linsen 267; negative 267; starker Objektive 286 Anm. 1.
 Bréonsche Schmelze 693.
 Brewster Absorptionsbüschel 200; Anomalien 212; Einschlüsse 778, 789, 790, 794; Gipsblatt 584 Anm. 1; Interferenzkreuz 214; konvergentes Licht 159; Lupe 311; mikroskopische Studien 319; Pleochroismus 197; Sphärökristalle 801; zweiachsige Kristalle 159.
 Brewsterscher Winkel 219.
 Brézina Auslöschungsschiefe 471 Anm. 3; Doppelplatte 475, 476; Nörrenbergisches Instrument 393; Meteoreisen 597.
 Brill 112.
 Brillengläser für astigmatische Augen 254.
 Brillouin 68 Anm. 3.
 Brögger Anwachspyramiden 776; Justierung 458; — Ramsay Apparatur 617; Sanduhrformen 776; Trennungsgesetz 713.
 Bromnatriumlicht 242.
 Bromoform 685.
 Brookit Färbung 747.
 Brownsche Molekularbewegung 771, 781—783.
 Bruch 663.
 Bruchlose Deformationen 806.
 Brucit und Karbonate 742.
 Brückesche Lupe 315.
 Brugman 719 Anm. 13.
 Brühl 69.
 Brun 544.
 Brunnée Schleifapparat 26; Wechsel der Beleuchtung 371.
 Bücking optische Anomalien 213.
 Bündel von Lichtstrahlen 138 Anm. 1.
 Bunsensche Kapillarröhrchen 733.
 Büschel von Lichtstrahlen 138 Anm. 1.
 Butler 795.
 Cadmiumborotungstat 688; als Reagens 753.
 Cadmiumborowolfram 687.
 Cagniard de la Tour 792.
 Cahours 536.
 Calcit und Dolomit 738, 752; und Zeolith 742.

- Calcium 750.
 Calciumkarbonat 738, 742, 751, 752.
 Calderon Calcitplatte 462; Spaltrisse 662.
 Calkins 14.
 Camera photographische 408, 419—420; stereoskopische 314.
 Camera lucida 417; bei Achsenwinkel-messung 638.
 Camichel 200.
 Campeche Aufguß 738.
 Canaval Aufschlußmittel 746; Borreaktion 758.
 Capeller 319.
 Caput mortuum 40.
 Cardioid-Kondensator 377.
 Carpenter Einschlüsse 779; Mikroskop 517.
 Carrasco 499.
 Cartesische Flächen 258.
 Cartesisches Ovaloid 258.
 Cäsium 748.
 Cäsiumalaun 754.
 Cassinische Kurve 182.
 Cathrein Dichroskop 595; Trennung 727.
 Cauchy 59, 62.
 Cavities 784.
 Cerium 755.
 Césaro Auslöschungsschiefe 465; $\frac{1}{4}$ -Und-Glimmerblatt 645 Anm. 4; Empfindliches Violett 581; Kompensation 581.
 Chabasit Färbung 738.
 Chagrin 564—565.
 Chagrinierte Oberfläche 564.
 Chalcedon Färbung 738.
 Chalkographie 597.
 Charakter, optischer 76, 121; Bestimmung im parallelen Licht 583—591; im konvergenten Licht 639—649; einer Zone 590; eines Minerals 590; mit Babinet-schem Kompensator 590.
 Charakteristik, optische einachsiger Kristalle 102; zweiachsiger Kristalle 126.
 Charakteristische Strahlen einer Linse 259.
 Chaulnes, Herzog v. Abänderungen seines Verfahrens 536—537; Bildhebung bei Objektmikrometer 284, 536, 542; Brechungsindizes 439, 533—536; Chaulnes-Sorbysches Phänomen 54 Anm. 1, 537.
 Chaulnes-Sorbysche Methode 537—543.
 Chemolumineszenz 42, 210, 212.
 Chemische Deformationen 806—807.
 Chemische Methoden 728—761.
 Chemische Trennung 726.
 Chemische Untersuchungen 728—761; Einzelreaktionen 747—761.
 Chevaliersche Lupe 314.
 Chlor 737, 756.
 Chlorblei und Chlorzink Schmelze 693.
 Chlorit anomale Interferenzfarben 133; Färbung 737.
 Chlornatriumlicht 242.
 Christiansen 64.
 Chrom 754.
 Chromatische Aberration 300—305.
 Chromatische Differenz der Vergrößerung 340.
 Chromatophilie 738.
 Chromoxyd 40.
 Chromozyklit 135.
 Chromozyklitfarben 136.
 Chrustschoff Kompensator 574.
 Churchsche Lösung 685.
 Chwolson Linsenoptik 253; Refraktionskonstante 64.
 Clausius, R. 296.
 Clerici Lösung 692; Mikrorefraktometer 554; Trennungsapparat 717.
 Coddingtonsche Lupe 311.
 Cohen Bleitopf 727; Glühen von Dünnschliffen 662, 740; Härtebestimmung 664; Konoskop 620 Anm. 1; Metoreisen 597; Mikrolithe 774; pleochroitische Höfe 206; Pseudo-Oolith 805; Spaltrisse 662; Trennung mit Flußsäure 727; Untersuchungsmethoden 688 Anm. 1; Westphalsche Wage 679.
 Collingridge 637, 639.
 Comparateur 578—580.
 Comptonit Färbung 738.
 Cordier Dünnschliffe 11; Magnetische Trennung 719; Pleochroismus 197; Untersuchungen in Körnerform 319.
 Cordierit 197, 199.
 Cornu Calcitplatte 483; Färbungen 196; künstlicher Pleochroismus 210.
 Cossa 727.
 Couquet 756.
 Crook Absorptionsbüschel 202; Magnetische Trennung 719 Anm. 1, 724.
 Crown-glas-Brechung 302.
 Culmann Linsenoptik 253.
 Cumol-Thermostat 16.
 Cumulite 769.
 Cyankalium als Lösungsmittel 734.
 Czapski Brennfläche 630; Chaulnesche Methode 535; Fokometer 283 Anm. 1; Gesichtsfeldblende 325; Irisblende 325, 364, 624, 652; Linsenoptik 253; Mikroskop 390; Objektivschlittenwechsler 390, 391; Okular mit Irisblende 364, 625, 652; Totalreflektometer 651 Anm. 1; zweikreisiges Goniometer 34.
 Dale Refraktionskonstante 62, 68.
 Daly Auslöschungsschiefe 465, 492.
 Dana 664.
 Daubenton 319.
 Davy Dichte 678; Einschlüsse 788; Flüssigkeitseinschlüsse 794; mikroskopische Studien 319.
 Day Erhitzungsmikroskop 406.
 Debye-Scherrer 48.
 Deckglas bei Immersionen 346, 347; bei Trockensystemen 344—345; Dicke 345, 346; durchbohrtes 732.

- Décombe Mikrorefraktometer 554.
 Definition des Begriffs Dichte 667.
 Deformationen mechanische 805; chemische 806.
 Deiters 320.
 De Klercker 62.
 Delesse Geometrische Gesteinsanalyse 442; magnetische Trennung 720.
 Delisle & Ziegele 13.
 Demokrit 42.
 Demonstrationslupe 317.
 Demonstrationsokular 366.
 Densivolumeter 675.
 Densivolumètre 675.
 Derby Absorptionsspektrum 594 Anm. 1; Batèa 702 Anm. 3.
 Desaga Trennungapparate 710, 716.
 de Saussure 719.
 Descartes 53.
 Des Cloizeaux Achsenwinkel 601; Einfluß der Temperatur 216 Anm. 6, 217; Hauptarbeiten 321.
 Desmin Färbung 738.
 Deutliche Schweite 309, 361.
 Deuxième ellipsoïde 124.
 Dezentrierung 385.
 Diagonalstellung 184.
 Diagramm der Feldspatzwillinge 502, 504; Taf. III.
 Diamantbort 10.
 Diamantin 40.
 Diamantscheibe zum Schneiden 10.
 Diaphragma auf Tubusrand 624; Schieber nach Grabham 133 Anm. 1, 547, 589; Schieber nach Wright 545.
 Diatomaceenplatte 348.
 Dichroismus 198.
 Dichroit 197.
 Dichroskop 594—596.
 Dichte 667—699; Bestimmung 671—699; Definitionen 667; Härte und Atomgewicht 666; Tabellen 814—815; von isomorphen Mischungen 669.
 Dick, Allan Drehbare Polarisatoren 393; Mikrospektroskop 594 Anm. 1.
 Dicke einer Linse 255.
 Dicke Linsen 271.
 Dickenmesser 575.
 Dickenmessung 438, 566, 576; nach Nikitin 442.
 Dicke und Doppelbrechung 141.
 Differenz, chromatische der Vergrößerung 340.
 Diffraktionsapparat 333.
 Diffuse Aufhellung 153, 470.
 Dilatometer 682.
 Diller Trennungssapparat 716.
 Dilutes Pigment 196.
 Dimensionen des Nicolschen Prismas 222.
 Dimethylglyoxim 754.
 Dioptrie 127 Anm. 1.
 Dippel Camera lucida 417; Linsenoptik 253; Prüfung der Objektive 347; Zeichenapparate 412.
 Diskontinuität der Kristalle 776.
 Diskussion der Fresnelschen Formel 144—152.
 Dispersion 46, 59; bei der Einbettungsmethode 548; der Bisektrizen 123, 191—194; der Doppelbrechung 133—137; der Hauptvektoren 123; des Wassers 603; gekreuzte 193; geneigte 191; horizontale 192; mittlere 59; partielle 59; relative 59; totale 59.
 Dispersion der optischen Achsen 127, 626; im rhombischen System 123, 189; im monoklinen System 123, 191; im triklinen System 123, 194.
 Distorsion 299.
 Dittler Kolloidale Tonerde 754; Mallardsche Konstante 630 Anm. 1.
 Dollond 301.
 Dolomieu 319.
 Dolomit und Calcit 738, 752.
 Doelter Erhitzungsmikroskop 406, 408; Färbungen 196; kolloidale Tonerde 754; magnetische Trennung 720; photographische Camera 408; Trennung nach Schmelzbarkeit 728.
 Donau Brownsche Bewegung 783 Anm. 5; Mikrofilter 731.
 Doppelbrechende Blättchen mehrere übereinander 154.
 Doppelbrechung 76; anomale 212—216, 586; Bestimmung 566—582; Dispersion 133—137; Maß 566; Rechenbeispiel 93; Tabelle 812—813; von Mineralien Taf. 1; von Quarz 573; und Druck 212—214, 586.
 Doppelbrechung der Objektivlinsen 349—351.
 Doppelkeil, zweifacher 438.
 Doppelkombinationskeil 479.
 Doppellupe 316.
 Doppelplatte Bravais 478; Březina 476; Calderon 482; Königsberger 478; Soleil 478; Stöber 478; Traube 484.
 Doppelquarzkeil 484.
 Doppelquarzkeilplatte 485.
 Doppelschalige Flächen einachsige Kristalle 86—97; zweiachsige Kristalle 103—126.
 Doppelschraubenmikrometerokular 436.
 Doppelspat Hauptbrechungsindizes 54, 60, 93.
 Doppelte Libelle 779, 789, 790.
 Dörrfel 254.
 Dove 641 Anm. 1.
 Drahtsäge 7.
 Drehapparate 458—464.
 Drehbarer Kompensator 582.
 Drehbare Nicols 393, 394, 402, 517.
 Drehbarer Mikroskoptisch 381, 395.
 Drehspiegelungsachse 49.
 Drehquarz 586.

- Drehungsvermögen, optisches 126, 477.
 Dreiaxsiges Ellipsoid 104.
 Dreibrodt 717.
 DreifüÙe zum Schleifen 27, 33, 36, 39.
 Dreipunktobjektivzange 401.
 Druck und Doppelbrechung 586, 806.
 Druckfiguren 806.
 Drude Aberration 290; Absorption 197;
 Lichttheorie 84; Linsenoptik 254.
 Drüner Camera zur Lupe 315.
 Duboinsche Lösung 689.
 Duc de Chaulnes 284, 439, 533—536.
 Duc de Chaulnes-Sorby 54 Anm. 1, 537.
 Dudenhausen 196.
 Dufet Achsenwinkelmessung 610 Anm. 1;
 Auslöschungsschiefe 464; Mischungs-
 regel 67, 68.
 Dufour 678.
 Dulong 62 Anm. 2.
 Dunkelstellung 150.
 Dunkle Balken 183.
 Dunkle Härteskala 664.
 Dunkles Kreuz 178.
 Dünne Linsen 259—271.
 Dünnschliff chemische Reaktionen 728—
 742; Farbreaktionen 734; früheste Her-
 stellung 11 und zugehörige Berichtigung
 847; Gelatination 734; Glühen 740; Her-
 stellung 11—22; Löslichkeit 733; von
 losen Massen 22; von Mineralpulvern 24;
 von Salzgesteinen 25.
 Duparc Mikroreaktionen 744; und Sabot
 499.
 Durchsichtige Mineralien 194, 591.
 Dur- und Mollgesteine 703.
 Eakinssches Pycnometer 677.
 Ebene Wellen 45, 54; Beobachtung 612;
 Brechung 55; Grundlage für Brechungs-
 indizes 55; Reflexion 55.
 Ebene Flächen, Herstellung 35.
 Ebenflächige Bilder bei Lupe 311.
 Ebner, v. 459.
 Echinodermenskelett für Polarisatoren 221.
 Edelsteinuntersuchung 460.
 Edinger Zeichenapparat 417.
 Edison-Swan-Werke 426.
 Edward 687.
 Edwards 64.
 Ehlers 200.
 Ehrenberg 320.
 Ehringhaus Anomale Interferenzfarben 134;
 antinormale Farben 136; Doppelbrechung
 des Quarzes 573 Anm. 2; Quotient N 136.
 Eichstädt'scher Schlämmapparat 705—706.
 Eichtemperatur der Westphalschen Wage
 681.
 Eigenfarbe 195.
 Eisenerze Löslichkeit 734.
 Eisenoxyd Poliermittel 40.
 Einachsige Kristalle 74—102; Erhitzung
 216; Interferenzerscheinungen 176—181;
 optische Charakteristik 102; optischer
 Charakter 76; senkrecht zur optischen
 Achse 176; schief und parallel zur
 optischen Achse 180.
 Einbettungsfähigkeiten 550—553.
 Einbettungsmethode 541—554; Bestim-
 mung des optischen Charakters 584.
 Einfache harmonische Bewegung 143.
 Einfache Kristalle 764.
 Einfache Schiebung 663.
 Einfaches Mikroskop 305.
 Einfallsebene 52.
 Einfallslot 52.
 Einfallstrahl 52.
 Einfallswinkel 53.
 Einfarbiges Licht 58, 239—252.
 Einheitskugel 101, 112.
 Einhüllende Welle 43, 54, 55.
 Einkreisige Goniometer 458.
 Einschalige Flächen bei einachsigen Medien
 93—97; bei zweiachsigen Medien 103
 —126.
 Einschüsse 776—797; Anordnung 786;
 Art 776; Flüssigkeits- 778, 779, 783;
 Gas- 777, 779, 783; individualisierte 785,
 786; Kohlensäure- 788; mit doppelter
 Libelle 779, 789, 790; Schlacken- 784;
 stoffliche Natur 788; Wasser- 788.
 Einsprenglinge 805.
 Einstein 783.
 Einstellung des Mikroskops und des Faden-
 kreuzes 360—363.
 Einteilung, optische der Medien 48; der
 Kristallsysteme 50—51; der zweiachsigen
 Kristalle 122.
 Eintrittspupille 324.
 Einzelreaktionen 747—761.
 Eisen 752.
 Eisenerze, ihre Löslichkeit 734.
 Eisenkohlenlampe 211.
 Eisenlohr 64.
 Eisenzinkkalkolin 137.
 Elastische Lichttheorie 46.
 Elastizität 46.
 Elastizitätsellipsoid 124; nach Kirchhoff
 125; irrtümliche Bezeichnung 124.
 Elastizitätsfläche bei einachsigen Kristallen
 94, zweiachsigen Kristallen 107, 125.
 Elastizitätsovaloid bei einachsigen Kristallen
 94, 99; bei zweiachsigen Kristallen 108, 124.
 Elektrische Feldstärke 84.
 Elektrisches Leitungsvermögen 726.
 Elektrische Verschiebung 84.
 Elektrolumineszenz 42, 210.
 Elektromagnet 719—725.
 Elektromagnetische Lichttheorien 46, 84.
 Elektrostatische Trennung 725.
 Elementarkörperchen der Kristalle 769.
 Elementarwelle 43.
 Ellipsoid der gleichen Arbeit 125; drei-
 achsiges 104, 124; Fresnelsches 94, 99
 —101, 104, 124.

- Ellipsoide de polarisation 125; des élasticités 125; direct 124; inverse des élasticités 125; principal 124.
 Ellipsoid of indices 125.
 Elpidit für Stauroskopie 472.
 Elster 196.
 Emich Mikrofilter 731; Mikroreaktionen 744.
 Empedokles 42.
 Empfindliche Farbe 132, 476, 581, 585.
 Empfindliches Rot 585.
 Enantiomorphe Klassen 49.
 Enantiomorphie 126.
 Enantiotropie 216.
 Endell Erhitzungsmikroskop 410.
 Energie und Lichtintensität 47.
 Englisch Format 18.
 Englischrot 40.
 Anhydros 795.
 Entstehung der Gas- und Flüssigkeitseinschlüsse 788.
 Eosin als Reagens 735; Filter 240.
 Epidot Absorptionsbüschel 202.
 Epoptische Kristalle 202.
 Eppenstein Linsenoptik 253.
 Erbium 756.
 Ergänzungsellipsoid 124.
 Erhard 792.
 Erhitzungsapparate 404—411.
 Erhitzungsmikroskop 404—411, 729.
 Erlenmeyersches Kölbchen 709.
 Ermann epoptische Kristalle 202.
 Ermüdung des Auges 361.
 Ernst 649.
 Erste Bisektrix 122.
 Erstes Ellipsoid 124.
 Erweiterung der Beckeschen Methode 562—564.
 Escard Densivolumeter 675.
 Escher 176.
 Euler 42.
 Eupodiscus Argus Ehrbg. 348.
 Evans dicker Quarzkeil 582; Trennungsapparat 716.
 Evident bei Achsenwinkel 602.
 Exkursionslupen 316.
 Exner, F. Härte 664.
 Exner, S. Brownsche Molekularbewegung 783; Mikrorefraktometer 547.
 Extinktionskoeffizient 195.
 Eykmans 64.
 Fächerbarre 189.
 Fadenkreuzbeleuchtung 393.
 Fadenkreuz im Huygensschen Okular 362; Korrektur 469; Neigung der Fäden 468; scharfe Einstellung 361; — und Nicolhauptschnitt 470.
 Faktorentabelle für Libellendreifuß 31.
 Faraday Elektromagnet 719; Lichthyoptese 44.
 Farbe und Pleochroismus 194—212, 591—600.
 Farben 194—196; Bestimmung 591—594, 597—600; der Mineralien 194—196; dünner Blättchen 127—133; Helligkeit 195, 251; höherer Ordnung 132, 470; niedriger Ordnung 132, 586; Newtonsche 127—133.
 Farbenschilder 786.
 Farbenskala Newtonsche 131; Raddesche 591; von Klincksieck und Valette 591; von Ostwald 591.
 Farbentafel nach Michel-Lévy 566—567, Taf. I; Lichtempfindlichkeit 567 Anm. 1.
 Färbeverwandtschaft 738.
 Farbenwandlungen 196.
 Farbenzerstreuung 59; bei Linsen 300.
 Farbig 195.
 Farbige Licht 129.
 Farblösungen 735, 747.
 Farbreaktionen 734.
 Färbung mit Ätzung 736; ohne Ätzung 737.
 Farmer-Hastings 75 Anm. 2.
 Favre 499.
 Federwage 684.
 Fedorowsche Achse am Mikroskop 429.
 Fedorowsche Methode 498—532; Ausführung 527—532; Diagramm der Feldspatzwillinge 504—514, Taf. III; Literatur 498—499; Theorie 499—504.
 Fedorow, v. Achsendispersion 626; Achsenwinkel 603; Autokollimation 429, 456, 526; Brechungsindex 537 Anm. 1; Diagramm 504; Frontkreuz 456; Glimmerkeil 581; mehrkreisige Goniometer 462; optischer Charakter 591; Pseudopleochroismus 197; Theodolitmikroskop 403, 514—527; Universalmethode 498—532; Universalistisch 500, 518, 519, 521.
 Fehlerbestimmung bei Mikrometerschraube 440; bei Schwimmermethode 697; bei Stauroskopie 486.
 Feinbewegung am Mikroskop 382, 393, 396, 397; Kalibrierung 439—441.
 Feldspatgruppe Ätzung 736; Morphologie 507; Optik 510, 511, 561; Zwillingengesetze 505, 508.
 Feldspatzwillinge Diagramm 504, Taf. III; Lage der Zwillingachsen 505, 506, 508, Taf. II; Zwillingachsen und Vektoren 512, 513.
 Feldstärke 84.
 Fernrohr auf „Unendlichkeit“ 612; Interferenzerscheinungen 611; mit veränderlicher Vergrößerung 616; mit Verkleinerung 456; Strahlengang 611—614.
 Ferraris Linsenoptik 253.
 Ferricyankaliumlösung Reagens 752.
 Ferro 465.
 Ferrocyanbarium-Kalium 750.
 Ferrocyankalium 735.
 Festigkeit 661.

- Feußner 653.
 Filter für Licht 239.
 Filtration 730.
 Filtrierapparat 731.
 Fischer Farbe 591; Historisches 11, 318
 Anm. 2; magnetische Trennung 724.
 Fischer-Wülfing 510.
 Fixsternlicht 139 Anm. 1, 847.
 Fizeau Dispersion der Doppelbrechung
 573; optische Änderungen mit der Tempe-
 ratur 217.
 Flächen einschalige 99, 124, 125; gleichen
 Gangunterschieds 160—171; isochroma-
 tische 160—171; zweischalige 98, 124,
 125.
 Flächenfarben 198.
 Flächeninhalte 442.
 Flächennormale Einstellung 615, 616.
 Flammen, monochromatische 242.
 Fleischl v. Marxon Bromnatriumlicht 242.
 Fletcher Indikatrix 95; Indikatrix und
 Wellengeschwindigkeitsfläche 96.
 Flett 635.
 Fleuriau de Bellevue 319, 719.
 Flintglas Brechung 302.
 Flintglasmensiken 312.
 Flintglaszylinder von Bertrand 455.
 Florence Opakilluminator 379.
 Florence, W. 747.
 Fluor 756.
 Fluorborat 758.
 Fluoreszenz 210.
 Fluoriteinschlüsse 795.
 Fluoritsysteme 341.
 Fluorkalium-Aufschluß 754.
 Fluorwasserstoff 756.
 Flüssigkeiten, schwere 685—695.
 Flüssigkeitseinschlüsse 778—781; Ent-
 stehung 783—784, künstliche 796.
 Flußsäure als Reagens 746, 756; zur
 Ätzung 740; zur Farbenreaktion 736; zur
 Trennung 727.
 Fock Mischungsformel 68.
 Fokometer 281, 285.
 Format der Dünnschliffe 18.
 Formeln Fresnelsche 148; Linsen 268.
 Förster 423.
 Fortpflanzungsgeschwindigkeit 45, 46, 47,
 144.
 Foucault Dispersion der Doppelbrechung
 573; Monochromator 246; Prisma 234.
 Fouqué chemische Trennung 726; Histo-
 risches 321; magnetische Trennung 720;
 Sphärokristalle 802.
 Francotte 421, Anm. 1.
 Frankenheim Änderung der Symmetrie
 durch Erhitzung 216; Historisches 320;
 Kristallwachstum 769; Mikroskop 382;
 orientierte Kristallisationen 786; Ver-
 wachungen 786.
 Fraunhofer Beugungsspektren 330; Linien
 59, 252; Lupe 311; Objektive 288.
 Freier Objektabstand 342.
 Frémont 375.
 Fresnel Elastizitätsfläche 124; Ellipsoide
 94, 99—101, 104; Einschalige Flächen
 98; Erscheinungen bei Kalkspat 80;
 Fundamentalformel 144; Gesetze 137;
 Konstruktion 113—115, 493; Lage der
 Schwingungsebenen 46, 219; Lage der
 Schwingungsrichtungen 85; Lichtausbrei-
 tung in zweiachsigen Kristallen 103, 160;
 optische Achsen 113; Prinzip der Inter-
 ferenzen 43; seine Vorläufer 42; Undu-
 lationstheorie 43, 44, 84; Ursache der
 Lichtfortpflanzung 46; Vektor 84; Wellen-
 fläche 98.
 Fresnel-Aragosche Gesetze 137.
 Frey 427.
 Friedel 197, 581.
 Frontkreuz 456.
 Frosterus 748.
 Fuchs Glühen von Olivin 741; Mikroreak-
 tionen 743; Pyroxen und Amphibol 741.
 Fuchsinfärbung 209.
 Fuchsinlösung 735.
 Fülleborn-Winkel 423.
 Fundamentalformel Fresnelsche 144—152;
 Linsen 263—268.
 Fundamentalversuch Huygens 82.
 Fueß Achsenwinkelapparat 614; Amici-
 Bertrandsche Linse 390; Babinetscher
 Kompensator 568; Camera 419; Compa-
 reateur 578 Anm. 3; Doppelschrauben-
 mikrometerokular 436; Erhitzungsappa-
 rate 406 Anm. 2, 411; Fedorowscher Tisch
 460—463, 500, 519; Gaußsches Glas 378;
 Goniometer 458, 460—463; Goniometer-
 okular 449; Historisches 395; Irisblende
 364, 625; Justierhalbkugel 458; Kitt 15;
 Kittofen 15; Kondensoren 367; Kreuz-
 schlittentisch 370; Leinöl 229; Mikro-
 refraktometer 547; Mikroskopbau 395,
 396; Mikroskope 384, 386, 404, 515;
 Monochromator 247; Objektiv Nr. 7
 628, 631; Objektivklammer 389; Objekt-
 markierer 422; orientierte Schliffe 26;
 Planimeterokular 443; Polarisationslupe
 317; Polarisatorkorrektur 394; Quetsch-
 maschine 11; Ramsdenokular mit Iris-
 blende 364; Schleifapparat 26, 33; Schleif-
 maschine 12; Schneidemaschine 8; Spalt-
 blende 625; Totalreflektometer 652; Trog-
 apparat 460; Wechsel der Beleuchtung
 370, 374; Zahnstangenteilung 282.
 Fußpunktsfläche 89, 98, 124.
 Gangunterschied 128, 141, 566, 569, 579,
 581, 582; bei isochromatischen Flächen
 161; geringer 582.
 Gasbläschen 785.
 Gas cavities 777.
 Gaseinschlüsse 777; Entstehung 783; op-
 tische Erscheinungen 779.

- Gasentwicklung bei Sulfiden 734.
 Gasheizkondensator 730.
 Gasporen 777.
 Gassendi 42.
 Gäste 776.
 Gaubert Farblösungen 747; künstlicher Pleochroismus 197; 209; Sphärolith 800.
 Gauß erweiterte Forderung 288; Forderung 294; Hauptebenen 271—280; Spiegelglas 375, 378, 412, 526, 615; Spiegelglas als Zeichenapparat 412.
 Gaze 701.
 Gebhardt'sches Okularmikrometer 437.
 Gebirgsbildung, Ursache der Deformationen 806.
 Gebrochener Strahl 52.
 Gediegen Eisen 753.
 Gefärbt 195.
 Gehrcke Linsenoptik 254.
 Geißler 791.
 Geißlersche Röhre 42.
 Geitel 196.
 Gekreuzte Dispersion 191.
 Gekreuzte Nicols 469.
 Gelatination 734, 735.
 Gelatinierende Silikate 734.
 Genauigkeit der staurososkopischen Methoden 485—486.
 Geneigte Dispersion 191.
 Geologisches Alter 209.
 Geometrische Gesteinsanalyse 442—446.
 Geometrische Optik 253—300.
 Gerhardt 11.
 Geringste Vergrößerung beim Mikroskop 337.
 Gesamtbrennweite bei achromatischer Linse 302; von zwei dünnen Linsen 269.
 Geschwindigkeit des Lichtes und Brechung 56.
 Geschwindigkeitsellipsen 173, 174.
 Gesetze von Fresnel und Arago 137.
 Gesichtsfeld, Orientierung im 178 Anm. 1, 390, 583.
 Gesichtsfeldblende 325.
 Gesteinsglas Berechnung der Lichtbrechung 73.
 Gestörte Kristallisation 768.
 Gewicht, spezifisches 667.
 Gewöhnliches Licht 80.
 Gießener Format 18.
 Gifford 573 Anm. 2.
 Gipsblatt vom Rot I. Ord. 156, 476, 584; Anwendung im konvergenten Licht 641—647; im parallelen Licht 584; bei einachsigen Kristallen 641, 643; bei zweiachsigen Kristallen 643, 645.
 Gipskeil 156, 588; Anwendung 647.
 Gipsreaktion 750; bei Sodalithgruppe 736.
 Gips vom Rot I. Ordnung 156, 476, 584.
 Gipszwilling 767; bei Staurososkopie 473.
 Gisevius 688 Anm. 1.
 Gitterspektrum 251.
 Gladstone Gesetz 68, 69; Refraktionskonstante 62.
 Glan-Foucault'sches Prisma 235.
 Glansches Prisma 234.
 Glan-Thompson'sches Prisma 230, 235.
 Glaseinschlüsse 784.
 Glaskügelchen bei Konoskop 626, 640.
 Glasplattensatz 220, 221.
 Glass cavities 784.
 Glasschwimmer 696.
 Glasstab zur Beleuchtung 423.
 Glaswürfel, Bertrand'scher 453.
 Glaukisieren 196.
 Glazebrook 227 Anm. 7.
 Gleichen Linsenoptik 253, 254.
 Gleitflächen 663.
 Gliederung des Stoffes 3.
 Glimmer Färbung 737.
 Glimmerapertometer 356—358.
 Glimmerblatt 156; Anwendung im konvergenten Licht 641—647; bei einachsigen Mineralien 641; bei zweiachsigen Mineralien 645; sehr dünn 350, 645.
 Glimmerdoppelplatte Bravais 478; Königberger 479; Traube 484.
 Glimmerkeil 581.
 Glimmerkombinationen von Nörrenberg 215; von Reusch 215.
 Glimmerzwilling 479.
 Globosphärite 770.
 Globulite 769—772.
 Glühen von Dünnschliffen 740—742; von Olivin 741; von Turmalin 741.
 Glycerintröpfchen bei Konoskop 625.
 Goldschmidt Indikatoren 707, 708; Lösung 678, 685; orientierte Schlitze 26; Trennungsbecher 708.
 Goniometer einkreisige 458—461; mehrkreisige 461—464; Okular 449; Websky-Fueßsches als Achsenwinkelapparat 616; zweikreisige 34, 461—464.
 Graber 744.
 Grabham Beckesche Linie 555; Schieberblende 183 Anm. 1, 547, 589.
 Graeff Reaktion auf Cl 737.
 Graham Indikatoren 682.
 Graham-Otto-Rimbach Literatur über Refraktionskonstante 64.
 Grailich Härte 664.
 Granigg 729.
 Granophyrische Struktur 786.
 Granosphärite 798, 804—805.
 Graphische Lösung von Fedorow, de Souza-Brandão und Wright 603; von Hutchinson 658; von Wright 578; von Wülfing 604.
 Graphit 758; Verbrennen 741.
 Greenough'sche Lupe 314.
 Greims 739.
 Grengg 21.
 Grenze der Sichtbarkeit im Mikroskop 336.
 Grenzwinkel 53, 54.

- Griesgaze 701.
 Grobbewegung des Tubus 382, 388, 391, 393.
 Grossesches Prisma 236.
 Großpietsch orientierte Schliche 26, 34; Plagioklasse 510; Resinit 34.
 Groth Erhitzungsmikroskop 407.
 Grundverbindungen, ihr Refraktionsäquivalent 72.
 Grundvorstellungen der Kristalloptik 41.
 Gudden 207.
 Gümbel, v. Aggregate 801; Einschlüsse 788, 795; Enhydros 795; Glühen von Dünnschliffen 740 Anm. 2; Mineralkohlen 758 Anm. 1; Sphärokristalle 801.
 Guyot-Lupold 40.
- Hackl 746
 Haematoylon campechianum 738.
 Hagen 2.
 Haidinger Absorptionsbüschel 201; Achsenfarben 199; Basisfarbe 198; Flächenfarbe 198; Pleochroismus 197; Polarisationsbüschel 202.
 Haidingersche Lupe 198, 594, 595.
 Halbkugel Abbe 651; Adams 459, 462, 520, 527, 627; Bertrand 650; Schroeder van der Kolk 459; Totalreflektometer 650—651.
 Halbmesser, konjugierte 96.
 Halbschattenvorrichtungen 481—486.
 Halle, B. Härte 665; Leinöl 229; Polarisationsprismen 238.
 Halle, G. Dichroskop 595; Schleifapparat 26.
 Hamburg 456.
 Hamburger Mineralogische Sammlung 778.
 Hamilton 118.
 Hammer und Meißel 4.
 Handwörterbuch der Naturwissenschaften, Linsenoptik 254.
 Haradascher Trennungsapparat 710.
 Hardystonit anomale Interferenzfarbe 137.
 Harker Auslöschungsschiefe 464, 465.
 Harmonische Bewegung 143.
 Harmotom Färbung 738.
 Härte 664—666; und Atomgewicht 666; und Dichte 666; und Spaltbarkeit 666.
 Härteskala nach Lane 664; nach Mohs 664, 665; nach Rosiwal 665.
 Harting Kristallwachstum 769; Mikroreaktionen 743.
 Harting und Hewitt 375.
 Hartley Brownsche Bewegung 783; Trennungsapparat 717.
 Hartmann 61.
 Hartnack-Fueßsche Objektive 286, 628, 631.
 Hartnack-Oberhäusersches Stativ 396.
 Hartnack-Prazmowskisches Prisma 227.
 Hasert 227.
 Hastings, Farmer- 75 Anm. 2.
 Hatsch 207.
- Hauenschildscher Trennungsapparat 714.
 Hauptachse 102.
 Hauptbrechungsindizes 126.
 Hauptebenen 255.
 Hauptlichtgeschwindigkeiten 126.
 Hauptpunkte 255.
 Hauptschnitt, optischer bei einachsigen Kristallen 81, 102, 177; bei zweiachsigen Kristallen 113.
 Hauptstrahlengeschwindigkeiten 126.
 Hauptvektoren 126.
 Hauptwellengeschwindigkeiten 126.
 Haushofer Filtrierapparat 731; Fluorkaliumaufschluß 754; Literatur 743; Mikroreaktionen auf Barium 749, Beryllium 752, Cerium 755, Chlor 756, Chrom 754, Lithium 749, Molybdän 760, Niob 760, 761, Tantal 760, 761, Vanadium 761, Wolfram 760, Yttrium 755, Zinn 759; Perlenreaktion 747 Anm. 3.
 Hauswaldt Tafelwerk 178, 182 Anm. 1, 186, 476; Turmalinanalysator 221.
 Hawes Brownsche Bewegung 783; Historisches 321.
 Heath Linsenoptik 253; Lupe 311.
 Hebelwage 684.
 Hecht Achsenwinkelmessung 607; Sorbysches Phänomen 538.
 Heeger 752 Anm. 3.
 Heidelberger Format 18.
 Heizkondensator 730.
 Heliostat 248.
 Helium bei pleochroitischen Höfen 208.
 Helles Kreuz 178.
 Helligkeit der Farben 152, 251.
 Helmholtz, v. Monochromator 246; Sinusbedingung 296.
 Heraeus Quecksilberbogenlampe 245.
 HerbertSmith Schneidemaschine 8; Schleifmaschine 12; Totalreflektometer 650.
 Herrichtung Fedorowsches Mikroskop 521—527; Mikroskop 427—434; Stauroskop 467—474; Totalreflektometer 653—656.
 Herrichtung der Dünnschliffe zu chemischen Untersuchungen 732.
 Herschel idiozyklophane Kristalle 202.
 Hertz Elektromagnetische Wellen 44; Härte 666.
 Herzog von Chaulnessche Methode 533—536.
 Heterogene Aggregate 797.
 Heulandit Färbung 738.
 Hewitt 375.
 Hexagonale Kristalle 51, 102, 152, 153, 178.
 Highley Goniometer 461; Polarisationsmikroskop 382.
 Hilfsapparate, mikroskopische 412—426.
 Hilfsmikroskop bei Konoskop 623.
 Hilger Prisma für Monochromator 246.
 Hillebrand Dichte 678 Anm. 1; Thoulet'sche Lösung 687.

- Hilton 172 Anm. 1.
 Hinden 738 Anm. 2.
 Hinrichs Linsenoptik 254.
 Hintze blaues Steinsalz 196.
 Hirschwald drehbare Nicols 403; Flächenmessung 442; Mikroskopgoniometer 455; Planimeterokular 442.
 Hittorfsche Röhre 42.
 Hlawatsch anomale Interferenzfarben 134; Babinetscher Kompensator 572.
 Höfe bei Kristallisation 762; pleochroistische 206.
 Höfle 685.
 Hofmann-Degen 134, 137.
 Holmquist Flußsäurenachweis 759 Anm. 1; Härte 666.
 Holzkistchen für Dünnschliffe 18.
 Homodrom 174, 180.
 Homogene Aggregate 797.
 Homogene Immersion 341, 346.
 Homogenes Licht 239—252.
 Hörner Clericische Lösung 692; Schleifmaschine 38.
 Hotchkiss 555.
 Hövermann 207.
 Hübl, v. 241.
 Hundeshagen Mineralfärbung 737.
 Hutchinson graphische Lösung 658.
 Huygens Elementarwelle 43; Fundamentalversuch 79—82; Konstruktion bei isotropen (54, 55) und einachsigen (77—79) Medien; Okular 262, 291, 305, 310, 311; Prinzip der einhüllenden Wellen 43, 54, 55; Strahlenfläche 75, 98; Strahlenfläche bei Kalkspat 74; Undulationstheorie 42, 43.
 Huygenssches Okular Aberration 291; Achromasie 305; als Lupe 311; Augenglas 310; Strahlengang 261, 262, 323.
 Hydrargyrum bijodatatum rubrum 685.
 Hydrostatische Wage 673, 843.
 Hydroxylaminstickstoff 69.
 Hydroxylsauerstoff 69.
 Hyperbeln 172, 182, 184, 188.
 Hyperbelsäume 190—194.
 Hyperbelscheitel 184, 601, 636.
 Hyperbolische Büschel 203.
 Hypidiomorph 763.
 Idiochromatisch 195.
 Idiomorph 763.
 Idiozyklophane Kristalle 202.
 Ignatowsky, v. Prisma 238.
 Immersionsflüssigkeit 293, 347.
 Immersionssystem 293, 341, 346; für Achsenwinkelmessungen 618, 633, 634; Prüfung 347; große Apertur 185, 347.
 Indexellipsoid 125.
 Indexfläche bei einachsigen Medien 91—93, 98; bei zweiachsigen Medien 108, 112, 125.
 Index surface 125.
 Indikatoren zur Bestimmung der Lichtbrechung 554; zur Dichtebestimmung 682.
 Indikatrix 64, 95, 99.
 Individualisierte Einschlüsse 776, 785.
 Induktorium 245.
 Innenanalysator 390.
 Inostranzeff, v. 598.
 Intensität des Lichtes 47, 251.
 Intensive Lichtquelle 249.
 Interferenzbilder 178, 179, 182, 186, 188, 190, 192, 193, 194.
 Interferenzerscheinungen 127—194; im konvergenten Licht 159—194; im Konoskop 611—614; im parallelen Licht 139—156; zur Diagnose 600—611.
 Interferenzfarben 41—133, Taf. I; Abweichung von Newtonschen Farben 133—137; Skala 131.
 Interferenzringe bei einachsigen Kristallen im konvergenten Licht 177, 178; im Newtonschen Farbenglas 127.
 Internationale Farbenskala 591.
 Interpositionen 776, 787; peripherische 787; zentrale 787; zonare 787.
 Inzidenzwinkel 53.
 Irisblende 325, 364, 624; bei Totalreflektometer 651.
 Isländer Doppelspat 74; Hauptbrechungsindizes 54, 60, 95.
 Isochromatische Flächen 160, 169.
 Isochromatische Kurven 171, 176; ihre Wanderung 648.
 Isochromatische Ringe 177.
 Isogyren 159, 172—176, 188.
 Isomorphe Mischung 669.
 Isomorphe Schichtung 775.
 Isotrope Blättchen 48, 52; beim Erhitzen 216; im parallelen Licht 139.
 Ites Absorption 198, 596.
 Jaggar Goniometer 461; Mikrosklerometer 664.
 Jamin Polarisationsprisma 237.
 Jannasch 70 Anm. 1.
 Jellet 482.
 Jentzsch Erhitzungsmikroskop 406; Heitzsch 409; Monochromator 252.
 Jentzsch 320.
 Jodbarium-Jodquecksilber Lösung 689.
 Jodkalium-Jodquecksilber Lösung 685.
 Jodmethylen 690.
 Jodoform 691.
 Jodsilber- und Silbernitratmelze 694.
 Johannsen Diatomaceenplatte 348; Glaskügelchen 626; Planimeter 442.
 Johnsen Auslöschungsschiefe 465; Haradascher Trichter 710; Indikatoren 707; Kohlensäureeinschlüsse 794; pleochroistische Höfe 209; Struktureigenschaften 663 Anm. 3.
 Jolly Federwage 684 Anm. 1.

- Joly Flächenmessung 442; pleochroitische Höfe 208; Schwimmermethode 695; Vertikalilluminator 378.
- Jost 64.
- Julien 790, 792, 793.
- Justierung des Fedorowschen Mikroskops 523—527; des Mikroskops 427—434.
- Justiervorrichtung nach Brögger 458; nach Lattermann 457; von Stöber 656.
- Justit 137.
- Kaiser Trennungsapparat 714.
- Kalibrierung von Mikrometerschrauben 439.
- Kalium 747.
- Kaliumfluorborat 758.
- Kaliumquecksilberjodidlösung 678, 685.
- Kalkkarbonat in Einschlüssen 794.
- Kalkowsky Konische Refraktion 119 Anm. 1, 154 Anm. 1; Sphärolithe 800; Steinsäge 6.
- Kalkspat Berechnung der Doppelbrechung 93; Hauptbrechungsindizes 60, 90; und Aragonit 751.
- Kämmerer 174 Anm. 1.
- Kanadabalsam als Kittmittel 11; Anwendung 14; Brechungsindex 14; Ränder 565.
- Kanadabalsamkitt 11.
- Kanadabalsamkittung bei Prismen 231.
- Kanonikoff 69.
- Kanthack Linsenoptik 253.
- Kapillarpipette 733.
- Karbonate 733; und Brucit 742.
- Karbonylsauerstoff 69.
- Karborundum 13, 37.
- Karpinsky 689 Anm. 2.
- Kartesches Ovaloid 258.
- Kästchen für Dünnschliffe 18.
- Kathodolumineszenz 42, 210.
- Kayser Chemische Trennung 728.
- Kegel der äußeren konischen Refraktion 119; der inneren konischen Refraktion 119.
- Keil von Gips (Quarz) 588, 647; von Glimmer 581; nach Siedentopf 581.
- Keilförmige Zwillingslamellen 159.
- Kellner Okular 365; Polarisationsmikroskop 382.
- Kenneth-Mees Lichtfilter 241.
- Kennigott 666.
- Ketteler Refraktionskonstante 64.
- Kieselstaubsäure als Reagens 744.
- Kieselsäure 758.
- Kieselsäuregelatination 735.
- Kip 664.
- Kipp und Zonen 425.
- Kirchhoff Achsenwinkelmessung 605—607.
- Kissenform bei Abbildung 299, 300.
- Kitt 15, 34.
- Kittofen 15.
- Klammer für Fokometer 282; für Objektive nach Czapski 391, nach Fueß 389, nach Leitz 399, 401, nach Nacet 389.
- Klassische Linsenformel 268.
- Klatt 211 Anm. 3.
- Klein-Biotische Quarzplatte 477.
- Klein, C. Anomale Interferenzfarbe 134; Aetzfiguren 739; drehbare Nicols 394; Erhitzung der Zeolithe 216 Anm. 6; Erhitzungsmikroskop 406; Historisches 321; Konoskop 620; Lupe 620—624, 628; mehrkreisige Goniometer 462—464; Mikroskop 389, 390; optische Anomalien 212, 215, 216; Polarisatorkorrektur 394; Quarzplatte 477; sphärische Kristallaggregate 804; Totalreflektometer 651—653; Trogapparat 460.
- Klein, D. Lösung 687; Schmelze 693.
- Kleinsche Lösung 687, 693.
- Klein, W. 213, 216 Anm. 6, 217.
- Klement Mikroreaktionen 743.
- Klemm 472.
- Kley Opakilluminator 379.
- Kley, P. D. C. Mikroreaktionen 744.
- Klincksieck 591.
- Klocke Optische Anomalien 212.
- Klönne u. Müller 421.
- Knäuelartige Kristallgruppen 801.
- Knickungen der Einsprenglinge 805.
- Knoll u. Co. 34.
- Knop Ätzfiguren 740; Glühreaktion 741; Historisches 320; Diamanteinschlüsse 740.
- Kobalt 754.
- Kobaltnitratlösung 741, 742; als Reagens 741, 751.
- Kobaltsolution 741.
- Kobell, v. 318 Anm. 2; Auslösungsschiefe 464; Staurososkopie 466, 475.
- Kochsalzeinschlüsse 795.
- Kochsalzlicht 242.
- Kochs-Wolz 423.
- Kodein zur Färbung 747.
- Kohäsion 661.
- Kohlensäure in Einschlüssen 788—794; Nachweis im Dünnschliff 733.
- Kohlenstoff 758.
- Köhler, A. Beckesche Linie 555; Empfindliche Farbe 585; Lichtfilter 241; Natriumlampe 243; sehr dünnes Glimmerblatt 645.
- Kohlige Partikel 741.
- Kohlrausch, F. 649, 695.
- Kohlrausch, W. 75 Anm. 2.
- Kolb 218 Anm. 1.
- Kollektivglas 359.
- Koller 241.
- Kollimator 456, 614, 616.
- Kolloidale Tonerde 754.
- Kollolith 15.
- Kombinationskeil 587, 588.
- Kompensationserscheinungen 156.
- Kompensationsokulare 340.
- Kompensator von Babinet 567; Auswertung 572; zur Bestimmung des optischen Charakters 590.
- Komplanatisches Okular 365.

- Komplementärfarben 130, 131.
 Kondensor 367, 377; Cardioid 375, 377;
 für Dunkelfeldbeleuchtung 374, 377;
 mit beweglicher Frontlinse 458; mit
 Immersionsbecken 461; mit Heizung 730;
 nach Brunnée 371; nach Metz 367;
 Paraboloid 375, 377; von Fueß 367,
 Leitz 361, Seibert 367, Winkel 369,
 Zeiß 367.
 Kondensorlinse 366.
 Kondensorsystem 366—369.
 Kongorotlösung 751.
 König, A. Linsenoptik 253.
 Königsberger Absorption 198; Anisotrope
 opake Mineralien 478; Bravaische Dop-
 pelplatte 478; geringer Gangunterschied
 582; Schleifmaschine 38 Anm. 2; Verti-
 kalilluminator 378.
 König, W. 95 Anm. 1.
 Konische Refraktion äußere 118; innere
 118.
 Konjugierte Halbmesser 96; Punkte 259;
 Strahlen 259.
 Konkavkonvexe Linse 255.
 Konometer 614 Anm. 1.
 Konoskop 614, 617—639; und Mikro-
 kop 619.
 Konoskopachse 429.
 Konstante, Mallardsche 630.
 Konstruktionsellipsoid 124.
 Kontrastchromator 592.
 Konventionelle Sehweite 309, 361.
 Konvergentes Licht 138, 613; Erschei-
 nungen 159—194.
 Konkavkonkave Linse 255.
 Korda 719 Anm. 13, 726 Anm. 1.
 Koristka 372.
 Korrektionsfassung 345.
 Korreng 25.
 Korrigiertes System 291.
 Kraatz-Kochlau, v. 196.
 Kraft u. Seibert 382.
 Kramer 53 Anm. 1.
 Krantz 707.
 Kratzert 506, 747; -Wülfing 510.
 Kraus 407, 684.
 Krebs, B. 506.
 Krech 752 Anm. 3.
 Kreider 717 Anm. 5.
 Kreisschnitte der Indikatrix 104, 126.
 Kreuzler Thalliumlampe 243.
 Kreuzt Ausdehnung der Meigenschen Reak-
 tion 751; Babinetscher Kompensator 572;
 Färbungen 196.
 Kreuz der Interferenzfigur 178, 182.
 Kreuzschlittentisch 370, 395, 399, 450
 Anm. 1.
 Kreuzung der Nicols 469—470.
 Kristallbildung 762.
 Kristalle Einteilung 48; in den Flüssig-
 keitseinschlüssen 794.
 Kristallgruppen 801.
 Kristallisationshof 762.
 Kristallisationskraft 771.
 Kristallisationsmikroskop 404.
 Kristallite 769.
 Kristallolumineszenz 41, 210, 211.
 Kristalloptik Grundvorstellungen 41.
 Kristallskelett 763, 772.
 Kristallsystem reguläres 50; tetragonales
 50, 102, 176, 216; hexagonales 50, 102,
 176, 216; trigonales 51, 102, 176, 216;
 rhombisches 50, 126, 181, 189, 217;
 monoklines 51, 126, 181, 191, 217;
 triklinen 51, 126, 181, 194, 217.
 Kristallwachstum 762.
 Krümmung der Bildebene 299, 340.
 Krümmungsmittelpunkt bei der Linse 264.
 Krümmungsradien der Linse 255, 264;
 Vorzeichen 267.
 Kryptolith 785.
 Kryszinski 451.
 Ktenas 207.
 Küch u. Retschinsky 246 Anm. 1.
 Kugelellipsen 173.
 Kugelgelenkjustierung 458.
 Kugelige Aggregate 797, 798, 800, 801,
 804, 805.
 Kugellinsen 256.
 Kugelsegmente 459, 462, 520, 527, 627.
 Kugelwellen 43, 612.
 Kühn Schlämmylinder 708.
 Kumulite 769.
 Kundt 207.
 Künstliche Flüssigkeitseinschlüsse 796.
 Kupferoxyd bei Aetzfiguren 740.
 Kupferoxydulgläser 239, 573.
 Kurve der Helligkeit 251.
 Kurven gleichen Gangunterschiedes 171.
 Kurven gleicher Schwingungsrichtung 172
 —176.
 Kurzsichtige Beobachter 310, 362.
 Kuznitski 366.
 Labradorisieren 196.
 Lacroix Historisches 321; pleochroitische
 Höfe 207; Wellengeschwindigkeitsfläche
 96; Zwillingkristalle 157 Anm. 1.
 Lage der Vektoren 464—532, 583.
 Lage von Bild und Objekt 259.
 Lambert 249.
 Landolt Atomrefraktion 69; Halbschatten-
 vorrichtungen 483; Lichtfilter 240; Mono-
 chromator 246; Refraktionskonstante 62.
 Landolt-Börnsteinsche Tabellen 59, 550.
 Landoltsches Gesetz 69.
 Lane Achsenwinkel 578; Auslöschung-
 schiefe 492 und zugehörige Berichtigung
 847; Dunkle Härteskala 664; Umrisse
 der Kristalldurchschnitte 764.
 Lang, V. v. 62.
 Längenmessung u. d. M. 436.
 Lapis Bononiensis 211.
 Laplace 62.

- Larsen Einbettungsflüssigkeiten 550 Anm. 2, 553 Anm. 1.
 Lasaulx, v. Eisenreaktion 753; Historisches 321; Konoskop 619—621, 623.
 Laspeyres Absorption 200; Beleuchtungswechsel 370; Konoskop 621; Lampe 243; Lupe 621—624; Trennungsapparat 713—714.
 Lattermann Justiervorrichtung 457; Schlagfigurenapparat 5.
 La Touche siehe Nachtrag 847 zu 673.
 Laumontit Färbung 739.
 Lavendelöl bei Gelatinationen 736.
 Le Blanc 64 Anm. 1.
 Le Chatelier Densivolumeter 675; Dichte 667; Pyrometer 407.
 Ledermüller 319.
 Leesonische Fassung 448.
 Leeuwenhoek 318.
 Leeuwenhoek-Lieberkühnsche Spiegel 375.
 Lehmann, H. UV-Filterlampe 241.
 Lehmann, O. Enantiotropie 216; Erhitzungsmikroskop 404, 730; Kristallisationshof 762; Kristallwachstum 769, 771; Pleochroismus 209; Spektrallampe 244; Sphärkristalle 801; Trichitenbildung 773.
 Leinöl Brechungsindex 229.
 Leinölkittung bei Prismen 228, 231.
 Leiß Beleuchtungswechsel 372 Anm. 3; Bimssteinplatte 243; Birefraktometer 580 Anm. 2; Camera 420 Anm. 1; Comparateur 578 Anm. 3; Laspeyressche Lupe 621, 622; mehrkreisige Goniometer 462; Mikroskopbau 396; Objektmarkierer 423 Anm. 1; Okulardichroskop 596; Prisma 238; Schleifmaschine 12; Theodolitmikroskop 516; Totalreflektometer 651, 653; Tubus für Mikroskope 389 Anm. 1, 394 Anm. 1; Ultraviolett-Monochromator 250.
 Leitz Amici'sche Linse 623; Beleuchtungslinse 426; Bogenlampe 426; Erhitzungsmikroskop 409, 410; Fedorowscher Tisch 521; Kondensator 367, 377; Lupe 312, 316; Mikroskop 401, 402, 416; Mikroskopbau 396; Monochromator 250; Objektive 343, 346; Objektivzange 401; Okulare 364, 366; Okularspektroskop 593; Opakilluminator 380, 381; orthoskopische Lupe 312; Schraubenmikrometerokular 436; Stufenmikrometer 438; Vergleichsmikroskop 600; Wechsel der Beleuchtung 371; Zeichenokular 416; Zeichenspiegel 418.
 Lemberg Aluminiumchlorid-Reagens 752; Chlorreaktion 737; Cyankaliumlösung 734; Dolomitreaktion 752 Anm. 2; Glühreaktion 74; Karbonate und Brucit 742; Niederschlagsreaktion 738, 739, 742; Umwandlung der Feldspäte 727.
 Lemniskaten 182; ihr Wandern 647-649.
 Lenard 210, 211.
 Lenk 628.
 Levy, F. 425.
 Lévy, L. Farblösungen 747, 759.
 Lévy, Michel s. Michel-Lévy.
 Leuchtbakterien 212.
 Leuchtkäfer 42, 212.
 Leukozyhliäfarben 136.
 Leydolt Atzfiguren 739; Kristallite 772.
 Libelle 779; doppelte 779, 789, 790.
 Libellendreifuß 27.
 Licht gewöhnliches 80; konvergentes 138, 159, 600; paralleles 139, 159; polarisiertes 79.
 Lichtäther 42.
 Lichtausbreitung 52; in beliebiger Richtung bei zweiachsigen Kristallen 115.
 Lichtbewegung anisotropen Medien 74; analytische Darstellung 142—144; isotropen Medien 52.
 Lichtbrechung 52—58; Bestimmung 533—565; Tabelle 810—811.
 Lichtbrechungsindikatoren 554.
 Lichtbündel 138.
 Lichtbüschel 138.
 Lichtfilter 239—241; Schwerpunkt 573.
 Lichtgeschwindigkeit und Brechungsindex 56, 57; und Atherelastizität 46.
 Lichtintensität 47.
 Lichtqualitäten 59.
 Lichtquelle, intensive 249.
 Lichtschwingungen 42, 142.
 Lichtstärke und Apertur 286—287.
 Lichtstrahl und Wellennormale 78, 85.
 Lichttheorien 41—45.
 Lichtvektor 46, 84.
 Lieberkühnsche Spiegel 375.
 Liebisch Absorptionsbüschel 201, 202, 204; Dichroskop 595; Hauswaldtsche Photographien 183 Anm. 1; Indikatrix und Wellengeschwindigkeit 96; isochromatische Flächen 160 Anm. 6; Isogyren 172 Anm. 1; Kritik der Messungen Kohlrauschs 75 Anm. 2; Lichtausbreitung 123; Lumineszenz 211; Mikroskop 386; Objektiv von großer Apertur 201; Prismenmethode 650; Sorbysches Phänomen 538; Totalreflektometer 650; Totalreflexion 660, 661.
 Liebisch-Fueß Polarisationsmikroskop 386.
 Liliputbogenlampe 426.
 Lincio 573.
 Linck, G. Dolomitreaktion 752; Indikatoren 707; Trennung 718; Trennungsröhrchen 709.
 Lines of single normal velocity 117.
 Lines of single ray velocity 117.
 Linie, Beckesche 554.
 Link, H. F. Historisches 320; Wachstum 769.
 Linse achromatische 300—305; anastigmatische 299; aplanatische 295; Beleuchtungsverhältnisse 257; Definition 85; nach Amici-Bertrand 622, 629; numerische Apertur 287; Öffnung 286.
 Linsenachse 255.

- Linsendicke 255.
 Linsenformel fundamentale 263.
 Linsenoptik 253—300.
 Linsenränder Polarisation 349, 350.
 Linsenscheitel 255.
 Linsensystem, korrigiertes 291.
 Linse und Auge 254, 360.
 Lippich Linsenoptik 253; Monochromator 246.
 Literatur, zusammenfassende zum Polarisationsmikroskop 318 Anm. 2; zur Auslöschungsschiefe 464; zur Auswertung des Babinetschen Kompensators 572; zur Beckeschen Achsenwinkelmessung 637; zur Beckeschen Linie 555; zur geometrischen Optik 253; zur Mikrochemie 742; zur Universalmethode 498.
 Lithium 749.
 Lithiumlicht 242.
 Lithokoll 15.
 Lloyd 118, 119 Anm. 1.
 Lommel Isogyren 172; Lage der spitzen Bisektrix 180, 645, 647; Optischer Charakter 645, 647; Prisma 237.
 Longulite 770.
 Lorentz Refraktionskonstante 63, 69.
 Lorenz Refraktionskonstante 63, 69.
 Lorenzo, de 550.
 Loretz 801.
 Lose Massen Präparation 22.
 Löslichkeit der Dünnschliffe 733.
 Lösungen, schwere 685—695.
 Lösungsmantel 762.
 Lösungsmittel für Dünnschliffe Alkalien 740; Cyankalium 734; Eisenchlorid 738; Essigsäure 733, 740; Flußsäure 727, 736, 740, 744; Kieselflußsäure 740, 744; Salpetersäure 737; Salzsäure 727, 734, 740; Schwefelsäure 727, 740, 744.
 Löwe, F. Linsenoptik 253; Prisma für Monochromator 246.
 Loewinson-Lessing Molekularvolumen 671.
 Luczizky 510.
 Luedecke 717.
 Luft Brechungsindex 57.
 Luftblase 779.
 Luftporen 777.
 Lumineszenz 210—212.
 Lummer Cartesische Flächen 258; Linsenoptik 254.
 Lupe Anastigmatische Doppel- 316; auf Stativ 316; binokulare 318; Camera zur Lupe 315; Demonstrationslupe 317; Exkursionslupe 316; mit polarisiertem Licht 317, nach Brewster 311, Brücke 315, Chevalier 315, Coddington 311, Fraunhofer 311, Greenough 314, Haidinger 594, Heath 311, Klein 620, 628, Laspeyres 308, 621, 622, v. Rohr 312, Stanhope 311, Steinheil 311, Weinschenk 318, Wilson 311, Wollaston 311; orthoskopische 312; Präparierlupe 317; stereoskopische 314; Strahlengang 305-310; Taschenlupe 316; Uhrmacherlupe 315; Verantlupe 312, Vergrößerung 307; von Fueß 317, 628; Leitz 312, 316, Seibert 317, Zeiss 312—314, 316.
 Lupenstativ mit Zeichenspiegel 415.
 Macé de Lépinay 484.
 Mc. Mahon Lithiumphosphat 749; Mikroreaktionen 743.
 Mackie 676 Anm. 1.
 Madan Prisma 238.
 Magnesia usta 40.
 Magnesium 751.
 Magnesiumoxyd 40.
 Magnesiumplatincyannür 198, 202.
 Magneteisen Kristallskelette 763.
 Magnetische Trennung 719—725.
 Magnetische Verschiebung 84.
 Magnetstab 719.
 Mahony 587.
 Mallard Absorptionsbüschel 201, 203; Achsenwinkel-Näherungsformeln 121; Amici-Bertrandsche Methode 629; Anomalien 214, 215; Bertinsche Flächen 627; Camera lucida 637 Anm. 1; Dickenbestimmung 576; Doppelbrechung und Farbe 566; Erhitzung 216, 217; Hyperbeln 184; Konstante 630, 634, 635; Messung mit Konoskop 629; Refraktionskonstante 62 Anm. 10, 64, 65; Sphärokristalle 802; Winkelmessung 455.
 Mallard-Beckesche Methode 636—639.
 Malus Polarisiertes Licht 80, 218.
 Mangan 753.
 Manganerze Löslichkeit 734.
 Mangoldt, v. 110.
 Mann Elektromagnet 725; Präparation von Pulvern 24.
 Marbach 218 Anm. 1.
 Margarite 769.
 Marggraf 318.
 Markierapparate 421—423.
 Marx 318 Anm. 2.
 Marxon, Fleischl v. 242.
 Maschke 544.
 Maskelyne 382.
 Mastixfirnis 40.
 Maximaldoppelbrechung 577.
 Maxwell Lichttheorie 44.
 Mayer, P. 550 Anm. 2.
 Mechanische Deformationen 805—806.
 Medien anisotrope 48; Definition 45, 48; einachsige 74—102; homogene 48; isotrope 48; Übersicht 50, 51; zweiachsige 103—194.
 Mehrere anisotrope Blättchen übereinander zwischen gekreuzten Nicols 154—156.
 Mehrkreisige Goniometer 461—464.
 Meigensche Reaktionen 751.
 Meißel und Hammer 4.
 Melilith anomale Interferenzfarben 133.

- Mengen-Indikatrix 443.
 Menell 207.
 Merck Bromoform 692 Anm. 1; Einbettungsflüssigkeit 553; Kanadabalsam 14; Xylokanadabalsam 16.
 Merian Erhitzungsmikroskop 406; optische Anomalien 215.
 Meridian-Ellipse 172.
 Merkurothalliumnitrat 695.
 Merwin 553 Anm. 1; schwere Lösung 682 Anm. 1.
 Messung mit dem Mikroskop ebene Winkel 446—449; Flächen 442; Längen 486; räumliche Winkel 449—458.
 Messung mit dem Konoskop 626—639.
 Messung räumlicher Winkel durch Raumkoordinaten 449; durch Reflexion 455; nach Bertrand 453; nach Fedorow 456.
 Metallmikroskope 597.
 Methode des Herzogs von Chaulnes 533—536.
 Methylenblau 735.
 Methylenblaufilter 240.
 Methylenjodid-Lösung 690.
 Methylgrün 735.
 Metz Apertometer 353; Dunkelfeldbeleuchtung 374; Stufenmikrometer 438; Vergleichsmikroskop 598, 600.
 Metzner Apertometer 354.
 Meyer, A. Mikroskopierlampe 423.
 Michel, H. 630 Anm. 1.
 Michel-Lévy Achsenwinkelmessung 635; Auslöschungsschiefe 464, 487; Beckesche Methode 562; Chagrin 565; Comparateur 578—580; Dickenmessung 439; Farbentafel 566, Taf. I; Granosphärite 804; Historisches 321; Indikatrix und Wellengeschwindigkeitsfläche 96; keilförmige Zwillinglamellen 159; Lichtbrechungsindikatoren 554; Newtonsche Ordnung der Farben 130 Anm. 3, pleochroitische Höfe 207; Sphärolithe 799 Anm. 1; Zirkonreaktion 759; Zwillingskristalle 156, 157 Anm. 1.
 Michel-Lévysche Farbentafel 566—567, Taf. I.
 Miculesku Chaulnessche Methode 534 Anm. 1; Messung räumlicher Winkel 451.
 Mie 783.
 Mieleitner 319 Anm. 1.
 Miers 382.
 Mikroanalyse 742—761; quantitative 761.
 Mikrochemische Reaktionen 742—761.
 Mikroexsikkator 730, 748, 757.
 Mikrofelsit 801.
 Mikrofilter 731.
 Mikrolithe 774.
 Mikrometer, Möllersches 284, 299, 430.
 Mikrometerokular 436—438.
 Mikrometerschraube Korrektion 439—441; Tisch 387, 399, 436; Tubus 382, 393, 396, 397.
 Rosenbusch-Wülfig, Physiographie. 1. 1. — 5. Aufl.
 Mikrophotographische Vorrichtungen 408, 419.
 Mikroplakite 774.
 Mikrorefraktometer 547, 554.
 Mikroskop à distance 730; einfaches 305; für Werkstoffuntersuchung 597; Herichtung zum Gebrauch 427—434; Historisches 318—322; Messungen 436—461; mit Polarisation 381—404; und Konoskop 619; zusammengesetztes 318.
 Mikroskopachse 428.
 Mikroskopgoniometer 455.
 Mikroskopierglühlampe 243.
 Mikroskopierlampen 428—426.
 Mikroskopiker, ungeübte 361.
 Mikroskopische Hilfsapparate 412—426.
 Mikrospektroskop 594.
 Mimesien 215, 766.
 Mimetische Kristalle 215, 766.
 Mineralkohlen 758 Anm. 1.
 Mineralpulver Dünnschliffe 24.
 Minimalablenkung Prismenwinkel 54.
 Mischungen Brechungsindizes 65.
 Mischungsregel 67.
 Mittlere Dispersion 59.
 Mohrsches Salz als Reagens 751.
 Mohs Fluoreszenz 211; Härteskala 664.
 Moigno optische Anomalien 213.
 Molekularbewegung, Brownsche 771, 781—783.
 Molekulare Spannung 214, 778.
 Molekularrefraktion 68; von Adular 71; von Anorthit-Wollastonit-Granat 70; Diopsid 73; Tabelle 72.
 Molekularvolumen 670; Tabelle 672.
 Möller Diatomaceenplatte 348; Objektmikrometer 299, 430, 434; Okularmikrometer 284, 434, 437; photographierte Skalen 434; quadrierte Skalen 299, 430, 538.
 Molybdän 760.
 Monnier 744.
 Monobromnaphthalin-Immersion 618.
 Monochromatische Flammen 242—244.
 Monochromatisches Licht 242—252.
 Monochromator 246—252.
 Monokline Kristalle 123; Achsenpräparate 153—154; Dispersionerscheinungen 191—194; optische Änderungen mit der Temperatur 217.
 Moore 678.
 Morley 348.
 Morphin zur Färbung 747.
 Morphologische Eigenschaften 762—807.
 Morphologische Konstanten der Plagioklasse 507.
 Morphologische und optische Symmetrie 50—51.
 Mörtelstruktur 806.
 Moses 649 Anm. 1.
 Mügge Haradascher Trichter 710; Indikatoren 707; künstlicher Pleochroismus

- 210; optische Anomalien 215; pleochroistische Höfe 207—209; Verwachsungen 786.
- Mühlhauser 787.
- Müller, E. Härte 664.
- Müller, H. J. Farbenbestimmungen 591 Anm. 5.
- Müller, Geißlers Nachfolger 714.
- Müller-Pouillet Linsenoptik 254; Refraktionskonstante 64.
- Müllersche Streifen 135.
- Müller und Klönne 421.
- Muencke 730.
- Murmann und Rotter 471.
- Muskovit Färbung 737.
- Muthmannsche Lösung 692.
- My = μ 11 Anm. 1, 141.
- Nachet et fils Amicische Linse 623; Beleuchtungswechsel 371, 372; Mikroskop 391—393; Mikroskopbau 396; Objektivklammer 388; Objektiv von großer Apertur 201; Quarzplatte 586; Trogapparat 460; Vertikalilluminator 379; Zeichenprisma 415.
- Nachetsches Prinzip 392. 431.
- Nacken Erhitzungsmikroskop 406.
- Nägeli u. Schwendener Einkreisiges Goniometer 458; Linsenoptik 253; Polarisationsmikroskop 382.
- Nakamura Auslöschungsschiefe 465; Bertrandische Platte 485.
- Naphtaeinschlüsse 794.
- Naphtol zur Färbung 747.
- Natrium 748.
- Natriumlicht 242, 243.
- Natriumperoxyd als Reagens 746.
- Natriumzirkoniat 759.
- Natrolith Färbung 738.
- Natronalpeterkristalle 222.
- Naumann 25.
- Navarro 452.
- Navicula Lyra Ehrbg. 349.
- Negative einachsige Kristalle 76.
- Negative Kristalle 76, 121, 777.
- Negative Linse 254.
- Negativer zweiachsiger Kristall 121.
- Neodym 594.
- Nernst 84.
- Nernstlampe 426.
- Neumann Interferenzformel 160—163; isochromatische Flächen 164; Lichttheorie 44; Lichtvektor 84; optische Achse 117; zweiachsige Kristalle 160.
- Neutraltinte bei Gaußschem Spiegelglas 412.
- Newton Farben 127—133, Taf. I; Farben-glas 128; Farben im Babinetschen Kompensator 569, Gipskeil 588, Wrightscher Keil 587; Lichttheorie 42; Reflektoren 301; Refraktionskonstante 61, 68, 69; Ringe 47.
- Nickel 753.
- Nickelglyoxim 754.
- Nickelrohr zur Beleuchtung 423.
- Nicol Einschlüsse 795; Kanadabalsam 11; mikroskopische Studien 319; Prisma 222—227.
- Nicolhauptschnitte 470; Parallelstellung mit Fadenkreuz 470—474.
- Nicols parallele 390; gekreuzte 469; Kreuzung 469.
- Niederschlagsreaktion 412.
- Nikitin Dickenmessung 442; Gangunterschied 581; Kompensator 582; Mikroskop 515; optischer Charakter 591; Universalmethode 498, 499, 504.
- Niob 760.
- Nitrate 757.
- Nitrilstickstoff 69.
- Nitrosodimethylanilin 241.
- Nöbelscher Schlämmapparat 705.
- Nobert 415 Anm. 1.
- Nordenskiöld 759, 792.
- Normale einer Platte 602, 608, 610, 615.
- Normale einer Welle 52, 87.
- Normale Farben 135.
- Normalenfläche 124.
- Normale, optische 122.
- Normalichtigkeit und Okular 362.
- Normal-symmetrische Achsenlage bei der Auslöschungsschiefe 493; bei der Dispersion 191.
- Nörrenberg Glimmerkombination 215; Polarisationsinstrument 617.
- Nowacki 703.
- Numerische Apertur Bestimmung 351—358; Definition 287.
- Oebbekescher Trennungsapparat 711—712.
- Oberflächen gleichen Gangunterschiedes 160—171.
- Oberhäuser Zeichenapparat 412.
- Oberbeckesches Volumenometer 675.
- Objekt Abstand 268; freier 342.
- Objektführapparat 421.
- Objektiv 339—351; achromatisches 301, 302; aplanatisches 294; mit großer Apertur 201, 346, 347; Hartnack-Fueß 286; Konstruktionsgrundlagen 293, 294, 339; Korrektionsfassung 345; Leitz 343, 346; Prüfung 347, 350; Reichert 343, 346; Seibert 343; Winkel 343, 346; Zeiß 343.
- Objektivblende 326.
- Objektives Sehfeld 326, 342.
- Objektivklammer Czapski 391; Fueß 389; Leitz 399, 401; Nachet 389.
- Objektivprisma 440.
- Objektivrohr 429.
- Objektivschlittenwechsler 390.
- Objektmarkierer 421—423.
- Objektmikrometer 299, 430, 434, 437.
- Objektpunkt 259.
- Objektträger aus gefirnibtem Glas 730; aus Zelluloid 730; Format 18.

- Objekt und Bild 259.
 Objektweite 268.
 Odén 702.
 Öffnung einer Linse 286; eines Fernrohrs 613.
 Öffnungswinkel 287.
 Okular 358—366; Campanisches 359; Czapskisches mit Irisblende 364, 625, 652; Demonstrationsokular 366; Doppelschraubenmikrometerokular 436; Exnersches (Mikrorefraktometer) 547; Fadenzkreuzokular 359, 360; Goniometerokular 449; Huygenssches 261, 262, 291, 305, 310, 311, 322, 359; Kleinsches (Lupe) 628; Kompensationsokulare 365; komplanatisches 365; Mikrometerokular 436; mit Babinetschem Kompensator 568; orthoskopisches (Kellnersches) 365; periplanatisches 349, 365; periskopisches 365; Planimeterokular 442; Ramsdensches 311, 325, 363, 364; Schraubenmikrometerokular 436; Strahlengang 261, 262, 305, 323, 335; Vergleichsokular 599, 600; von Leitz 364, 366; Zeiger-Doppelokular 366.
 Okularblenden 325, 364, 624.
 Okulardichroskop 596.
 Okularfäden Korrektur 469; Neigung der Fäden 468; scharfe Einstellung 361.
 Okularmikrometer 284, 436, 437, 629; Gebhardsches 437; Stufenmikrometer 438.
 Okularring, verstellbarer 468.
 Okularrohr 429.
 Okularschraubenmikrometer 436, 629.
 Okularspektroskop 593—594.
 Öl bei Achsenwinkel 602.
 Ölimmersion 341, 346.
 Olivin Kristallskelett 763.
 Öltropfen in Wasser 779.
 Oolithe 801; Pseudo-Oolithe 805.
 Opakilluminator 379.
 Opal Färbung 738.
 Oppenheimer 199 Anm. 1.
 Optik, geometrische 253—300.
 Optisch dicht 46; dünn 46.
 Optische Achsen Dispersion 122; einachsiger Kristalle 102; ihre Brechung 119, 122, 602, 608; und Auslöschungsschiefe 487—497; und Doppelbrechung 120—121; zweiachsiger Kristalle 116—119.
 Optische Änderung mit der Temperatur 216—218.
 Optische Anomalien 212—216.
 Optische Charakteristik der Kristallsysteme, reguläres 50; quadratisches 50, 102, 152, 178; hexagonales 51, 102, 152, 178; trigonales 51, 102, 152, 153, 178; rhombisches 51, 126, 153, 182, 189; monoklines 51, 126, 182, 191; triklines 51, 126, 153, 182, 194; einachsiger Kristalle 102; zweiachsiger Kristalle 126.
 Optische Einteilung der Kristalle 48.
 Optische Normale 122.
 Optischer Charakter 76, 121, 591; Bestimmung im parallelen Licht 583—591; im konvergenten Licht 639—649; der Sphärolithe 800; der Sphärokristalle 803; einer Zone 590; eines Minerals 591.
 Optisches Drehungsvermögen 126.
 Optische Täuschung beim Relief 565.
 Optische und morphologische Symmetrie 48—51.
 Optische Untersuchungsmethoden 41—661.
 Ordentlicher Brechungsindex 74.
 Ordentlicher Strahl 84.
 Ordentliches Licht 74.
 Ordentliche Welle 89.
 Ordnung der Farben 181.
 Orientierte Schlitze 26—35.
 Orientierung im Gesichtsfeld 178 Anm. 1, 583.
 Orthoklas und Quarz 736.
 Orthoskopie 299.
 Orthoskopisches Okular 365.
 Orzi 717.
 Osann Glühen von Turmalin 741; Verbrennen von Graphit 741.
 Osborne 759 Anm. 1.
 Oschatz 12, 25.
 Osmond 35.
 Osramlampe 425.
 Ostwald 591.
 Oval der Wellengeschwindigkeiten 89.
 Ovaloid bei einachsigen Kristallen 89, 94—95, 99; bei zweiachsigen Kristallen 107, 124.
 Ovaloid, kartesisches bei Linsen 258.
 Oxyphilie 738.
 Paalzowsches Volumenometer 673.
 Panebianco Achsenwinkel und Brechungsindizes 120 Anm. 1; Mikroreaktion 751 Anm. 8.
 Papaverin zur Färbung 747.
 Paraboloid-Kondensator 375, 377.
 Parallele Nicols 178, 390.
 Paralleles Licht 138.
 Parallelschleifer 33.
 Parallelstellung = Kreuzstellung 183.
 Pariser Rot 40.
 Parsons 665.
 Partielle Dispersion 59.
 Pebal, v. 719.
 Pechscheiben 40.
 Pedaschenko 472.
 Pekárek Härte 664.
 Pelikan Anwachspyramiden 776, 787; Tinktion 736.
 Pellin und Broca 246.
 Pendelbarre 180, 645.
 Pendelbewegung 45.
 Pendelschwingungen 45, 142.

- Penetrationsvermögen 326, 334.
 Penfield Dichtebestimmung 673, 674;
 Thalliummerkuronitrat 695; Trennungs-
 apparat 717—718; Wägerohr 674.
 Pennin Absorption 198.
 Perimorphosen 786.
 Periode der Schwingung 45.
 Peripherische Interpositionen 787.
 Periplanatische Okulare 349, 365.
 Periskopisches Okular 365.
 Perlenreaktionen 747.
 Perowskit Färbung 747.
 Perrin 783.
 Petri Historisches 318 Anm. 2, 375 Anm. 2;
 Lupe 315 Anm. 1.
 Petrow Kreuzung der Nicols 469; Lite-
 ratur 465.
 Pfaff Erhitzung 217; Reibschale 796.
 Pfaundler Linsenoptik 254.
 Pfeiffer 104, 109.
 Phase der Schwingung 45, 142.
 Phasendifferenz 141, 580.
 Phasensprung 128.
 Phasenunterschied 141, 580.
 Phenol zur Färbung 747.
 Phillipsit Färbung 738.
 Phosphate Löslichkeit 734.
 Phosphor 42, 553, 757.
 Phosphoreszenz 210.
 Phosphorsalzperle 747 Anm. 3.
 Phosphorsäure 734, 757.
 Photographische Camera nach Doelter 408;
 nach Fueß 419; nach Winkel 419.
 Photographischer Linsensatz 288.
 Photolumineszenz 41, 210.
 Photometria von Lambert 249 Anm. 1.
 Pickel, J. G. 211.
 Pigmentierte Mineralien 195.
 Pingos d'agoa 789.
 Piperin 553.
 Plagioklasse 506; Achsenwinkel 511; Ätzung
 736; Brechungsindizes 561; Fedorowsches
 Diagramm 504, 512, 513, Taf. III; Mor-
 phologie 507; Optik 510, 511; Zwilling-
 gesetze 505, 508.
 Planimeter 442.
 Planimeterokular 442.
 Plankonkave Linse 255.
 Plankonvexe Linse 255.
 Planparallele Platten Herstellung 33.
 Platindrahthäkchen 730.
 Platinlöffel 746.
 Platinschlinge 730.
 Platoniker 53.
 Plattennormale 602, 608, 610, 615.
 Pleochroismus 196—200; künstlicher 209;
 und Interferenzerscheinungen 204—206;
 Untersuchungsmethoden 594—596.
 Pleochroitische Höfe 206—209; verän-
 derte Doppelbrechung 209.
 Pleurosigma 349.
 Plücker Elektromagnet 719; erstes Ellipsoid
 124; Konstruktionsellipsoid 124; Wasser-
 stoffröhre 244; zweites Ellipsoid 125.
 Pockels Absorption 197, 200; Indikatrix
 und Wellengeschwindigkeitsfläche 96;
 Lichtausbreitung 123; optische Ano-
 malien 213; Schwingung des Lichtes 85;
 Zirkularpolarisation 49 Anm. 2.
 Pointalit Bogenglühlampe 426.
 Polare Achsen 49.
 Polarisation 79.
 Polarisationsbüschel 202.
 Polarisationsebene 84.
 Polarisationsinstrument 393, 617, 624.
 Polarisationsmikroskope Älteste Typen
 381—386; Historisches 318—322; mittlere
 und kleine 402—404; moderne 386—404.
 Polarisationslupe 317, 318.
 Polarisationsprismen 222—239; von Abbe
 237, Ahrens 236, Bertrand 236, Foucault
 234, Glan 234, Grosse 236, Hartnack-
 Prazmowski 227, Jamin 237, Leiss 237,
 Lippich 238, Lommel 237, Nicol 222,
 Ritter-Frank 232, Sang 237, Thompson
 227, Wollaston 237.
 Polarisationswinkel 219.
 Polarisator 138, 381, 384; Anwendung bei
 der Einbettungsmethode 549; Schwin-
 gungsebene 470.
 Polarisatoren, drehbare 393, 394, 402, 517.
 Polarisierende Prismen 222—239.
 Polarisiertes Licht Erklärung 79, 80; Er-
 kennung 218; Herstellung 218—238;
 Schwingungen desselben in Kristallen 81;
 und Auge 80, 218.
 Polieren 38—41.
 Poliermaschine 38.
 Poliermittel 40.
 Polierrot 35.
 Polierte Flächen 35.
 Polykras 761.
 Polysynthetische Feldspatkristalle 156.
 Pope Refraktionskonstante 64, 65.
 Popoff 800.
 Pöschl 664.
 Posejpal Spektrallampe 244.
 Positive einachsige Kristalle 76.
 Positive Linse 254.
 Positive zweiachsige Kristalle 121.
 Potter 227.
 Pouillet-Müller Linsenoptik 254; Refrak-
 tionskonstante 64.
 Pozzi-Escot 756.
 Präparate Herstellung 4—41.
 Präparation loser Massen 22.
 Präparationsmethoden 4—41.
 Präparierlupe 317.
 Praseodym 594.
 Prazmowski-Hartnacksches Prisma 227.
 Premier ellipsoide 125.
 Primäre optische Achsen 117.
 Primäres Interferenzbild 620, 628.
 Prinz 778.

- Prinzip der einhüllenden Wellen 43; der Interferenzen 44.
 Prisma für Monochromator 246.
 Prismen, polarisierende 222—238; von Abbe 237; Ahrens 236; Bertrand 236; Foucault 234; Glan 234; Grosse 236; Hartnack-Przymowski 227; Jamin 237; Leiss 237; Lippich 238; Lommel 237; Nicol 222; Ritter-Frank 232; Sang 237; Thompson 227; Wollaston 237.
 Prismenspektrum 251.
 Prismenwinkel bei Minimalablenkung 54.
 Pritchard 847.
 Probiergläserkasten 254.
 Projektions-Zeichenapparat 417.
 Prüfung der Dünnschliffe a. Löslichkeit 733.
 Prüfung der Objektive 347.
 Pseudochromatisch 738.
 Pseudocumul 16.
 Pseudo-Oolith 805.
 Pseudopleochroismus 197.
 Pulfrich -Abbesches Totalreflektometer 650, 651; Prinzip bei Totalreflektometer 651; Refraktionskonstante 63 Anm. 1.
 Pulver Dünnschliff 24.
 Pupille bei Lupe 310; bei Mikroskop 324.
 Purpur empfindliches 585.
 Pyknometer 677; Füllvorrichtung 678.
 Pyrometer 407.
- Quadratische Achsenpräparate 153.
 Quadratische Kristalle 50, 102, 153, 176—181, 216.
 Quadrierte Skala 299, 430, 538.
 Quantitative Mikroanalyse 761.
 Quarz Doppelbrechung 573; Färbung 738; globuläre 804 Anm. 1; Zirkularpolarisation 477.
 Quarzdoppelkeil 479.
 Quarzglas -Quecksilberbogenlampe 211, 245.
 Quarzkeil 156, 588; am Comparateur 578—580; Anwendung 647; höherer Ordnung 581, 582; von Siedentopf 567 Anm. 1, 581.
 Quarzkeilkompensator 581.
 Quarzadel für Stauroskopie 472.
 Quarzplatte mit empfindlicher Farbe 476; nach der Basis 477; von Bertrand 477; von Biot-Klein 477; Zwillingplatte nach Wright 484.
 Quarzwillingsplatte 484.
 Quecksilberbogenlampe 245.
 Quecksilberjodidlösung 685.
 Quecksilbernitrat 685.
 Quecksilberthalliumnitrat 695.
 Quetschmaschine 11.
 Quincke Interferenzfarben 130, 131; Sphärokristalle 804.
- Radde 591.
 Radicke 227.
- Radium bei pleochroitischen Höfen 208.
 Ramsay Absorptionsachsen 200.
 Ramsdensches Okular 311, 363; mit Huygenschem kombiniert 363; mit Irisblende 364, 625, 652.
 Rauchquarz Absorption 198.
 Rauff orientierte Schliche 26; Schneidemaschine 7.
 Räumliche Anordnung der Einschlüsse 786.
 Read 319 Anm. 2.
 Reflektierte Beleuchtung bei Totalreflektometer 657.
 Reflektierter Strahl 52, 55.
 Reflektoren 301.
 Reflexion 52.
 Reflexionsgoniometer 457.
 Reflexionswinkel 53.
 Refraktion 52.
 Refraktionsäquivalent 68.
 Refraktionskonstante 61, 68.
 Refraktion, spezifische 61.
 Refraktoren 301.
 Regel für Gedächtnis Beckesche Linie bei Hebung des Tubus 557; bei der Absorption 198; bei der Einbettungsmethode 549; bei Gipsblatt und konvergentem Licht 644; bei Glimmerblatt und konvergentem Licht 641; Wirkung der Blende bei der Einbettungsmethode 546.
 Regellose Aggregate 797.
 Regelstellung des Gipsblattes 585, 641.
 Reguläre Kristalle 48, 50, 216.
 Reichert Erhitzungsmikroskop 408; Goniometerokular 449; Mikroskopbau 396; Mikrorefraktometer 547; Objektive 343, 346; Objektmarkierer 422; Opakilluminatoren 379; Vergleichsmikroskop 598; Zeichentisch 418.
 Reinhard 499.
 Reinheimer Fedorowsche Methode 532; Kondensorkala 628; Zinkblende 212.
 Relative Dispersion 59, 60.
 Relative Öffnung 286.
 Relativer Wert der Vektoren 123.
 Relief 564—565.
 Renard Mikroreaktionen 743.
 Repetitions-Trennungsapparate 712—718.
 Repulsive Kristalle 76.
 Resinit 34.
 Resorption der Einsprenglinge 807.
 Resorzin zur Färbung 747.
 Retgers Dichte 669; Einbettungsflüssigkeit 553; Einschlüsse 733; Fehler bei Schwimmermethode 697; schwere Lösungen 691; Schmelzen 553, 694, 695; Schwimmermethode 696; Trennungen 718 Anm. 2.
 Reusch Glimmerkombinationen 215; mimetische Kristalle 215; Polarisationsinstrument 617.
 Reuter und Steeg siehe Steeg und Reuter.
 Revolver für Objektive 389.
 Rhodamin 735.

- Rhombische Kristalle 123; Achsenpräparate 153, 154; Dispersion 189; optische Änderung mit der Temperatur 217.
 Richter Kobaltreaktion 754; Struvit 751.
 Richtplatte 13.
 Richtungen im Gesichtsfeld 178 Anm. 1, 390, 583.
 Riedel 717.
 Ringe, isochromatische 177.
 Rinne Erhitzung der Zeolithe 216 Anm. 6; Erhitzungsvorrichtung 406, 411; Gipsblatt 645, 646; Linsenränder 350 Anm. 1; optische Änderungen mit der Temperatur 218.
 Ritter-Franksches Prisma 232, 233.
 Riva 550.
 Rochonsches Prisma 448.
 Röntgenaufnahme 48.
 Rohland 66 Anm. 1.
 Rohr, v. Linsenoptik 253; Verant-Lupe 312.
 Rohrbach Chiestolith 787; Lösung 689.
 Rollet 130 Anm. 1.
 Romberg 206 Anm. 5.
 Rose 792 Anm. 1.
 Rose, G. Änderung des Kristallsystems 216; Historisches 320; Mikroreaktionen 743.
 Rose, Heinrich 211.
 Rose, Hermann Amyrolin 119 Anm. 1.
 Rosenbusch Ausschalen 728; Chlornatriumeinschlüsse 796; Dünnschliffe 12; Einschlüsse 776, 792, 796; Elektromagnet 722; Festschrift 196 Anm. 2; Gipsblatt 645; Haidingersche Lupe 595; Historisches 321; Interpositionen 776; Kohlen-säureeinschlüsse 792 Anm. 1; Methoden 2; Methodisches über Auslöschungsschiefe 464; Mikrofilter 731; Mikroreaktionen 743; Mikroskop 382; Okulardichroskop 596; Plan der ersten Auflage 2; Pleochroismus 205, 209; pleochroitische Höfe 206, 207; Sphärolithe 799 Anm. 1; Trennungsapparat 710; „Wirt“ 776
 Rosenbusch-Fuß Polarisationsmikroskop 384.
 Rosicky Refraktionskonstante 64 Anm. 8.
 Rosiwal Flächenmessung 442; Genauigkeit der Methode 445 Anm. 1; Härteuntersuchung 665; Methode 444.
 Ross-Zentmayer 517.
 Rotationsdispersion des Quarzes 477.
 Rotationsellipsoid 75, 94.
 Rotationsovaloid 94.
 Rot, empfindliches 585.
 Rot erster Ordnung 132, 585.
 Rot für Goldpolitur 40; für Stahlpolitur 40.
 Roth und Eisenlohr Refraktometrisches Hilfsbuch 64.
 Rotter 471.
 Rubidium 748.
 Rubin-Kupferperle 759.
 Rumpf 7.
 Rutherford-Joly 209.
 Rutil Färbung 747.
 Rutley 772.
 Sabot 499.
 Safranin Färbung 735, 737.
 Salomon Beckesche Linie 554, 563; Dichtebestimmung 684.
 Salpetersäure 757.
 Salzgesteine Dünnschliffe 25.
 Salzsäure 756.
 Sammellinse 254.
 Sanduhrformen 775.
 Sang 158; Polarisationsprisma 237.
 Sansoni 372.
 Sarasin u. Soret 477.
 Sauer Chemische Trennung 727; Gipsreaktion 736; Mikroreaktion 736; pleochroitische Höfe 207; Trennungen 718 Anm. 2.
 Säuren zur Lösung 735.
 Schaffgotsche Lösung 685.
 Schaliger Bau 774—775.
 Schaller 14.
 Scharitzer 794.
 Scheerer 320.
 Scheffer 241.
 Scheidetrichter 709.
 Scheinbarer Achsenwinkel 122, 602.
 Scheitel einer Linse 255.
 Schellack 15.
 Schichtung, isomorphe 775.
 Schieberblende 545, 547, 589.
 Schiefe Beleuchtung 546.
 Schiefe der Auslöschung 150, 464—497.
 Schiefe Schnitte von einachsigen Kristallen 179; von zweiachsigen Kristallen 187.
 Schillern 785, 786.
 Schilling 112.
 Schlackeneinschlüsse 784.
 Schlagfigurenapparat 5.
 Schlagnadel 5.
 Schlämmanalyse 701—706.
 Schlämmapparat von Eichstädt 705; Kühn 708; Schöne 704.
 Schlämmmethode 701.
 Schlämmtrichter 704, 705.
 Schlämmzylinder 703.
 Schleifdreifuß 27.
 Schleifglas 14.
 Schleifmaschine 12, 38.
 Schleifplatte 37.
 Schliffe von Gesteinen 11—22; von Pulver 22—25; orientierte 26—35.
 Schlitten-Objektivwechsler 390.
 Schlitz am Mikroskopobjektiv 386, 390.
 Schloßmacher Beckesche Linie 555.
 Schlüssel für Okularfäden 469.
 Schmechlik 426.
 Schmelzen, schwere von Bréon 693; Klein 693; Retgers 694, 695.

- Schmidhuber 207.
 Schmidt, Ed. 506 Anm. 1.
 Schmidt, K. E. F. 567 Anm. 2.
 Schmirgel 13.
 Schmutzer 465.
 Schneiderhöhle Chalkographie 597; Diagnose nach Dispersion 133 Anm. 1; Exnersches Mikrorefraktometer 547; Optischer Charakter 591; Polieren 35.
 Schöner 758.
 Schönescher Schlammtrichter 704.
 School Mikroreaktionen 744.
 Schott u. Genossen, Glaswerk 339.
 Schrank für Dünnschliffe 18.
 Schraubenmikrometerokular 436.
 Schrauf Mikropunkte 774; Okularkorrektion 478; Refraktionskonstante 62 Anm. 7, 69.
 Schreiber 218 Anm. 1.
 Schroeder v. d. Kolk Bariumnitrat 757; Bromoform 692; Einbettungsmethode 23, 544; Glycerintröpfchen 625; Halbkugel 459; Härte 666; Jodmethylen 690; Konoskop 625; Körnerdimension 566; Mikroxisikkator 730; Mikroreaktionen 743, 748, 753, 757; Ammoniak 748; Nickel 753; optischer Charakter 584, 591; Platinschlinge 730; Pleochroismus 205; Pseudopleochroismus 197; schiefe Beleuchtung 546; schwere Lösung 690, 692; Strich 597; Theodolitmethode 459; Trennungen 718 Anm. 2.
 Schulz Polarisationsprisma 238.
 Schulze, F. 758 Anm. 1.
 Schuster Stauroskopie 474.
 Schusterkugel 241, 424.
 Schwächung oder Absorption 48, 195.
 Schwarz, v. 684.
 Schwarzmann Rechenschieber 635.
 Schwebemethode 678—685.
 Schwefel 757.
 Schwefelsäure 757.
 Schwefelwasserstoff 757; Fällung 747.
 Schwendener u. Nägeli Einkreisige Goniometer 458; Linsenoptik 253; Polarisationsmikroskop 382.
 Schwere Flüssigkeiten 685—693; Acetylen-tetrabromid 692; Brauns 690; Church-Goldschmidt-Thoulet-Sonstadt 685; Clerici 692; Duboin 689; Klein 687; Muthmann 692; Retgers 691; Rohrbach 689; Schaffgotsch 685; Schroeder v. d. Kolk 690, 692.
 Schwere Schmelzen Bréon 693; Klein 693; Retgers 694.
 Schwierring 174 Anm. 1.
 Schwimmermethode 695; Fehler 697.
 Schwingung 45, 85, 142.
 Schwingungen des Aethers 44; immer senkrecht zur Wellennormale 85.
 Schwingungsdauer 45, 46, 47, 143; Konstanz 47.
 Schwingungsebene am Polarisator 470.
 Schwingungsebenen der Wellennormalen 113, 177.
 Schwingungsebene des polarisierten Lichtes 84, 113, 219.
 Schwingungsgesetz 45, 144.
 Schwingungsrichtung 81, 84; der polarisierenden Prismen 238; Kurven gleicher — 172—176.
 Seebeck 664.
 Seelenachse des Mikroskoptubus 430.
 Seheld, objektives 326, 342.
 Sehweite, deutliche oder konventionelle 308, 309, 361.
 Seibert u. Kraft Polarisationsmikroskop 382.
 Seibert, W. u. H. Amicische Linse 399; Beleuchtungswechsel 371; Lupe 317; Mikroskop 398, 402; Mikroskopbau 396; Objektive 343; Projektions-Zeichenapparat 417; Zeichenspiegel 413.
 Seidel, v. Objektive 288.
 Seidengaze 701.
 Seitenkollimator 456, 616.
 Sekundäre Abbildung 326.
 Sekundäre optische Achsen 117.
 Sekundäres Interferenzbild 620.
 Sekundäres Spektrum 303; Aufhebung 339.
 Selektive Absorption 195.
 Semiapochromat 341.
 Sénarmont Anwachspyramiden 787; künstlicher Pleochroismus 209; Pleochroismus 197; Prisma 448; Quarzkeil 588; Salz 209.
 Senkrechte Inzidenz 53, 79.
 Sericit Färbung 737; und Talk 741, 746.
 Shand Flächenmessung 445.
 Sichertrog 702.
 Siebsätze und Siebe 700, 701.
 Siedentopf Cardioid-Kondensator 375 Anm. 1, 377; Fadenapertometer 356 Anm. 1; Färbungen 196; Linsenoptik 253; Mikroskopische Bilderzeugung 333 Anm. 1; Paraboloid-Kondensator 375 Anm. 1, 377; Quarzkeilkompensator 567 Anm. 1, 581.
 Sigg 499.
 Silber Spratzen 777.
 Silberchromat-Reagens 739, 751.
 Silbernitratschmelze 694.
 Silicium 758.
 Simmler 789.
 Singuläre Achse 102.
 Sinusbedingung 287, 295.
 Sinuskurve 143.
 Sinusschwingungen 142.
 Sinusverhältnis 53.
 Skalen von J. Möller 299, 430, 434, 437, 538.
 Skiodromen 174.
 Sklerometer 664.
 Skolezitklasse 49 Anm. 2.
 Smeeth Schwimmermethode 696; Trennungsapparat 716.

- Smith, H. G. Auslöschungsschiefe 465.
 Smith Gaußscher Spiegel 375.
 Snellius-Descartes 53 Anm. 1.
 Snellius' Gesetz 53, 219, 607; bei optischen Achsen 119; bei Weierstraßscher Konstruktion 292; bei Wellennormalen 611.
 Société genévoise Mikroskopbau 396.
 Société steno-chromique 591.
 Sodalicht 242.
 Soda-Salpeterschmelze 753.
 Soda-Schmelze als Reagens 746.
 Sokol Methylenblaufärbung 737.
 Soleil Doppelplatte 480; Kompensator 574; optische Anomalien 213.
 Sollas Flächenmessung 442; Trennung 716 Anm. 1.
 Somborn Elektromagnet 722.
 Sommerfeldt Drehbare Nicols 402, 517; Gipszwilling 473; Jodmethylen 692; Justierung des Stauroskops 473; Kondensorskala 628; Konoskop 637; Lichtbrechung 554 Anm. 1; Rohrbachsche Lösung 689; Schwimmermethode 696; Skiodrome 172 Anm. 1; Spaltblende 625.
 Sömmering 412.
 Sonnenlicht 249.
 Sonstadt'sche Lösung 685.
 Sorby Chaulnessche Methode 537; Dünnschliffe 12; Flüssigkeitseinschlüsse 783, 784, 795—797; Gaseinschlüsse 777, 784—785; Glaseinschlüsse 784, 790; Historisches 320; Schlackeneinschlüsse 784.
 Sorbysches Phänomen 537—542.
 Soret und Sarasin 477.
 Southall Linsenoptik 254.
 Souza-Brandão, de Achsenwinkel 603; Auslöschungsschiefe 465; Babinetscher Kompensator 572; Drehbare Nicols 402; Gaußscher Spiegel 378; Lichtbrechungsindikatoren 554 Anm. 1; Mikrorefraktometer 554; Skiodromen und Isogyren 174 Anm. 1; Spaltwinkel 663; Theodolit-mikroskop 403; Winkelmessung 456.
 Spaltapparat 4.
 Spaltbarkeit 661—664; und Härte 666.
 Spaltblende 625.
 Spalzmörser 4.
 Spaltrisse 662; Vollkommenheit 662; Winkel 663.
 Spaltung des Glimmers 356.
 Spangenberg Beckesche Linie 555, 563; Einbettungsmethode 549.
 Spannung bei optischen Anomalien 213, 214; molekulare 778; in Sphärolithen 799.
 Spannungsanomalien der Objektive 350, 469.
 Sparsky 227.
 Spektralapparat als Monochromator 246.
 Spektrale Zerlegung des Lichtes 59.
 Spektrallampe 244.
 Spektrum 251; sekundäres 303.
 Spezia blaues Steinsalz 196; Flüssigkeitseinschlüsse 794.
 Spezial-Osramlampe 425.
 Spezifische Refraktion 61.
 Spezifisches Gewicht Bestimmung 671-699; Tabellen 812—813.
 Spezifisches Brechungsvermögen 61.
 Spezifisches Volumen 670.
 Sphärische Aberration 289.
 Sphärische Kristallaggregate 804.
 Sphärische Linsen 258.
 Sphärische Überkorrektur 290.
 Sphärische Unterkorrektur 290.
 Sphärokrystalle 798, 801—804.
 Sphärolithe 797, 798—800.
 Sphärolithes à extinction 804.
 Sphärometer 38.
 Spiegel am Mikroskop 376.
 Spiegelglas, Gaußsches 375, 378, 412, 526, 615.
 Spiegelglasplatte zum Schleifen 13.
 Spiegelparaboloid 258.
 Spitze Bisektrix 122; Bestimmung der Lage 187, 647.
 Splittergerber 320.
 Spodumen optische Achsen 610.
 Spratzen des Silbers 777.
 Sprünge, Verwechslung mit Trichiten 773.
 Stablinen 256.
 Stäckel Polarisationsprisma 225; Schwimmermethode 698.
 Stangenwerk für Nioldrehung 400—402.
 Stanhopesche Lupe 311.
 Stark Brechungsindizes von Gesteinsgläsern 74; Mallardsche Konstante 630 Anm. 1.
 Stärke der Doppelbrechung 126, 133, 566, 567, Taf. I.
 Stativ nach Berger 396; nach Hartnack-Oberhäuser 396.
 Stativlupe 316.
 Stauroskop 475.
 Stauroskopische Methoden 464—497; Genauigkeit 485.
 Steeg u. Reuter Erhitzungsmikroskop 405; Helio-stat 248; Lichtfilter 240; Mikroskopbau 396; Polarisationsprismen 238.
 Steenstrup Präparation von Tönen 24; Schlagfigurenapparat 6.
 Stehende Lichtwellen 84.
 Steinheil Objektive 288.
 Steinheilsche Lupe 311.
 Steinheil u. Voit Linsenoptik 253.
 Steinmann 7.
 Steinriede 703 Anm. 1.
 Steinsäge 6.
 Steinsalzeinschlüsse 795.
 Steinschneidemaschine 6.
 Stelzner Einschlüsse 792; Sphärokrystalle 801.
 Stephenson, E. Immersion 341.
 Stephenson, E. A. 445.
 Stereoskopische Camera 314.
 Stereoskopische Lupe 314.

- Stickstoff 757.
 Stickstoffeinschlüsse 793.
 Stöber Doppelplatte 478; Justierapparat 656; Kondensator 461; Orientierterschleifen 26, 34; Präparation von Pulver 24; Trennungsgapparat 714; Totalreflektometer 653.
 Stoß Nachf. Elektromagnet 722; Indikatoren 707, 708; Wage von La Touche 847.
 Stoffliche Natur der Einschlüsse 788.
 Stokes Fluoreszenz 211; Sorbysches Phänomen 538.
 Stone cavities 784.
 Strahl 45; Strahl und Wellennormale 85, 87; reflektierter und gebrochener Strahl 55; ordentlicher und außerordentlicher Strahl 74.
 Strahlenachsen 116.
 Strahlenbündel 123 Anm. 1.
 Strahlenbüschel 138 Anm. 1; bei Abbildungen 287; bei konvergentem Licht 138, 613.
 Strahlenfilter 239.
 Strahlenfläche bei isotropen Medien 52; bei anisotropen Medien 98, 124.
 Strahlengang bei Beckescher Methode 556, 558, 559; Einbettungsmethode 545; Fernrohr 611; Konoskop 620, 628; Lupe 305—310; Mikroskop 322—326; Totalreflexion 659.
 Strahlengeschwindigkeit in beliebiger Richtung 86.
 Strahlengeschwindigkeitsfläche (Huygenssche Strahlenfläche) 52; bei einachsigen Kristallen 75, 86, 98; bei zweiachsigen Kristallen 104, 124.
 Stratanowitsch 498, 502.
 Straubel Quarzdoppelprisma 250.
 Streifende Beleuchtung 656.
 Streifende Inzidenz 656.
 Streng Ammoniak-Reaktion 748; durchbohrtes Deckglas 732; Dünnschliffreaktion 732; Ferrocyancarbarium-Kalium 750; Filtration 731; Mikroreaktionen 743, 747, 748, 757, Barium 750, Salpetersäure 757, Zinn 759 Anm. 3; Molybdänphosphat 757; Schwefelwasserstofffällung 747; Schwimmermethode 696; Uranylacetat-Reagens 748; Wasserbad 745.
 Streuvorrichtung 318, 728.
 Strich 597.
 Strontium 750; Strontiumchromat 749.
 Struktur zonare 774—775.
 Struvit 751.
 Struvitklasse 49 Anm. 2.
 Stufenmikrometer 438.
 Stumpfe Bisektrix 122.
 Stundenglasformen 776.
 Subtraktionserscheinungen 156.
 Subtraktionslage 155.
 Suida Mineralfärbung 737.
 Sulfide Löslichkeit 734.
 Surface caractéristique 125.
 Surface d'élasticité 124.
 Surface de l'onde 124.
 Surface des vitesses normales 124.
 Surface d'élasticité à deux nappes 124.
 Surface of components of normal slowness 125.
 Surface of ray velocities 124.
 Surface of refraction 125.
 Surfac of wave velocities 124.
 Surirella Gemma Ehrbg. 349.
 Suschinsche Lösung 689 Anm. 2.
 Suspensionsmethode 678—685; mit Schwimmer 695—699.
 Swift and Son Amicische Linse 211; drehbare Polarisatoren 398; Mikroskopbau 396.
 Symmetrieklassen 49.
 Symmetrie, optische 48.
 Symmetrische Achsenlage 191.
 Systeme achromatische 301, 342; applanatische 291, 294; Fluorit- 341, 342; homogene Immersions- 346; Immersions- 341, 342; Trocken- 341, 342.
 Szilard 208 Anm. 2.
 Szivessy 575.
 Tabellen Abweichung von Strahl- und Wellennormale 90; Brechungsindex des Wassers 603; Brechungsindex von α -Bromnaphthalin + Jodmethylen 552; Brechungsindizes gesteinebildender Mineralien 810—811; Dichte 814—815; Dispersion der Doppelbrechung des Quarzes 573, von Wasser 603; Doppelbrechung 812—813; Faktoren für den Libellendreifuß 31; Grenzwinkel 54; mittlere Lichtbrechung doppelbrechender Medien 65; Molekularrefraktion 72; Molekularvolumina 672; numerische Aperturen am Glimmerapertometer 357; optisch einachsige Kristalle 76; relative Dispersion 60; Umwandlung von num. Apertur U in Winkel $2\sqrt{V}$ 358; Wellenlängen der Fraunhoferschen Linien 252; Zirkularpolarisation des Quarzes 477.
 Talbotsche Streifen 135.
 Talk Färbung 737; und Sericit 741, 746.
 Tammes Mikroskopierlampe 425.
 Tantal 760.
 Taschenlupen 316.
 Teall 702.
 Teinte de passage 132.
 Teinte sensible 132.
 Teleskopische Linse 257.
 Temperatur, Einfluß auf optisches Verhalten 216.
 ten Siethoff Achsenbild 175; Halbkugel 459; Schwingungsrichtungen 174, 176 Anm. 1, 187.
 Tertsch Achsenwinkelmessung 637; Auslöschungsschiefe 465; isochromatische Flächen 168 Anm. 1; Plagioklasse 510;

- Skiodromenmodell 176; Zeichenokular 637.
 Testplatte 348.
 Tetragonale Kristalle 50, 102, 176, 216.
 Thallium-Formiat-Mallonat 692.
 Thalliumlicht 242.
 Thalliumquecksilbernitrat 695.
 Thalliumsilbernitrat 694.
 Thalliumsulfat 760.
 Thalliumwolframat 760.
 Thermolumineszenz 41, 210.
 Theorie der Kristalloptik 41—218.
 Theodolitmethode 498—532.
 Theodolitmikroskop 516.
 Thilorier 789—790.
 Thompson Modell der Schwingung des pol. Lichtes in Kristallen 83; Prisma 227 Anm. 8.
 Thompsonsches Prisma 227.
 Thorium 755.
 Thorium bei pleochroitischen Höfen 208.
 Thörner 600.
 Thoulet Aspirationsapparat 728; Ausschuchen 728; Chagrin 565; Einbettungsmethode 565; Lösung 678, 685; Microscope à distance 730; Polieren 35; Präparation von Pulver 24; Schwimmermethode 695; Spaltwinkel 663; Totalreflektometer 649 Anm. 1; Trennungsgapparat 711—712; Winkelmessung 451.
 Thugutt Calcitreaktion 750, 751; Calcit und Zeolithe 742; Methylenblaufärbung 737.
 Thürach 702.
 Tiefrot 132.
 Tietschert 703 Anm. 1.
 Tinktionsmethode 734—738.
 Tischachse 429.
 Tisch, drehbarer 382, 384, 387, 446.
 Tismikrometer 370, 387, 399, 436, 446, 450 Anm. 1; nach Shand 445.
 Titan 758.
 Titaneisen Färbung 747.
 Titanit Färbung 747.
 Titansäure 758.
 Tolles 355.
 Tonerde 40, 754.
 Tonnenform bei Abbildung 299, 300.
 Tonschiefernädelchen Dicke 566.
 Tonschlammung 702.
 Topas Flüssigkeitseinschlüsse 778.
 Törnebohm 753.
 Totale Dispersion 59.
 Totalreflektometer 649—661; Beleuchtung 656; Herrichtung zum Gebrauch 653—656; Messung 656.
 Totalreflexion 53, 54; bei Immersionssystemen 347.
 Toulà 665.
 Toulà-Rosiwalsche Methode 666.
 Tränkung im Vakuum 20.
 Translation 663.
 Transversalmaßstab 451.
 Traube Halbschattenplatte 484; pleochroitische Höfe 206.
 Trautz Lumineszenz 212.
 Travis 154.
 Trennung durch Ausschuchen 728; auf chemischem Wege 726—728; auf elektrostatischem Wege 725—726; Magnet 719—725; schwere Flüssigkeiten 706—717 und Schmelzen 717—718; Wasser 701—706.
 Trennungsgapparate 705—718; einfache 708; feinere 710; für schwere Schmelzen 717; mit Wiederholung 712.
 Trennungsmethoden 700—728.
 Tribolumineszenz 42, 210, 211.
 Trichite 773.
 Trichroismus 200.
 Tridymit Färbung 738; und Zirkon 759.
 Trigonale Achsenpräparate 153.
 Triklone Kristalle 123; Achsenpräparate 153, 154; Änderungen mit der Temperatur 217; Dispersionserscheinungen 194.
 Tripel 40.
 Trockensysteme 341, 344; Äquivalentbrennweite und Apertur 342; Gesichtsfeld 618; Prüfung 347.
 Trogapparat 459.
 Trolle 134.
 Tschermak Achsenaustrittsmessung 609; Ätzfiguren 739; Beleuchtungswechsel 374; Historisches 320; isomorphe Schichtung 775; Konoskop 614; mimetische Kristalle 215, 766; Pleochroismus 596.
 Tschugaeff Nickelreagens 754.
 Tubusachse 429.
 Tubusanalysator 389—391.
 Tubuseinstellschraube 382, 393, 396, 397, 439.
 Tubusführung 382, 396.
 Tubuslänge mechanische 364, 388; optische 364, 394.
 Tubusmikrometerschraube 382, 393, 396, 397; Kalibrierung 439—441.
 Tubus mit 3 Rohren 389.
 Tubusnicol 389—391.
 Tučan Kalkreaktion 750.
 Turmalin Glühen 741.
 Turmalinplatten als Polarisatoren 221.
 Turmalinzange 221.
 Turnersche Probe 758.
 Tutton Monochromator 246; Schleifapparat 26.
 Übergangsfarben 132.
 Überkorrektion 290.
 Übernormale Farben 135.
 Übersicht der Bezugsflächen einachsiger Kristalle 98—99; zweiachsiger Kristalle 124—125.
 Übersicht der optischen Medien 50—51.
 Überverbesserung 291, 305.

- Uhlig 577.
 Uhrmacherlupe 315.
 Ultramarinverbindungen 741 Anm. 3.
 Ultraviolett—Monochromator 250.
 Umriss der Kristalldurchschnitte 764.
 Umwandlung des Mikroskops zum Konoskop 619.
 Undulationstheorie 43.
 Undulöse Auslöschung 806.
 Undurchsichtige Mineralien 596; ihre Untersuchung 596—600.
 Unendlichkeit bei Fernrohren 612.
 Ungeübte Mikroskopiker 361.
 Universaldrehapparate 463—464.
 Universalinstrument 617 Anm. 2.
 Universalklammer am Fokometer 282.
 Universalmethode 498—532; Ausführung 527—532; Diagramm der Feldspatzwillinge 502, 504, Taf. III; Fedorowsches Diagramm 504—514; Fedorowsches Mikroskop 514—521; Justierung des Mikroskops 521—527; Literatur 498—499; Theorie 499—504.
 Universaltisch Fedorow älteste Form 500; neuere Formen 461, 462, 463, 464, 500, 519, 537; schematisch 519.
 Untchj 719.
 Unterbau für Mikroskop 285.
 Unterkorrektur 290; bei Objektiven 345; Aufhebung durch Deckglas 345.
 Unternormale Farben 136.
 Unterverbesserung 291, 305.
 Uranylacetat-Reagens 748.
 Using 739.
 Ussof Feldspat-Diagramm 499, 502.
 UV-Filterlampe 241.
 Vakuumtränkung 20.
 Valentin 461.
 Valette 591.
 Vanadin 761.
 Van der Veen Auslöschungsschiefe 465, 466; Doppelplatte 478.
 van Heurck 425.
 van Leeuwenhoek 318, 375.
 van Werveke Kleinsche Lösung 688; Regeneration schwerer Lösungen 686, 688; Sanduhrformen 776; Scheidetrichter 709; Silicium-Reaktion 758; Thouletsche Lösung 686.
 Vapour cavities 777.
 Variolite 803, 804.
 Variolitische Ausbildung 801.
 Vater, H. Kristallite 772 Anm. 2.
 Veit 663 Anm. 3.
 Vektor des Lichtes 46, 84.
 Vektoren 46, 84; Bestimmung ihrer Lage 464—532, 588.
 Vendl 510.
 Vérain und Chevallier 721, 724.
 Verant-Lupe 312.
 Verbiegungen der Einsprenglinge 805.
 Verbrennen von Graphit 741.
 Verdet 103.
 Verdet-Exner 75 Anm. 2.
 Vereinsformat 18.
 Vergleichsmikroskop 599.
 Vergrößerung chromatische Differenz 340; der Linse 278; der Lupe 307—309; des Fernrohrs 613; des Mikroskops 434—435; geringste beim Mikroskop 337.
 Véritable bei Achsenwinkel 601.
 Verkleinerung 613.
 Vertikal-Illuminator 378—381, 456, 597.
 Vervuert 685.
 Verwachsungen 786.
 Verwerfungen 806.
 Verzeichnung der Bilder 299.
 Verzerrung der Abbildungen 289.
 Vesuvian anomale Interferenzfarben 133.
 Vierfache Quarzplatte 480.
 Viertel Undulations-Glimmerblatt 156; Glimmerkeil 581.
 Viola Achsenwinkelapparat 617; Beckesche Methode 554 Anm. 1, 504; optischer Charakter 584; Totalreflektometer 653; Universalinstrument 617 Anm. 2; Zwillingkristalle 157 Anm. 1.
 Violett, empfindliches 132, 476, 581, 585; bei Quarzplatte 477.
 Vogelsang Aggregate 801; Dünnschliffe 12; Flüssigkeitseinschlüsse 790—792; Globulite usw. 769—772; Glühreaktion 741; Historisches 318 Anm. 2, 320; Kristalle in Einschlüssen 796; Kristallite 769; Mikrolithe 774; Sphärokristalle 801; Ultramarinverbindungen 741 Anm. 3.
 Voigt Absorption 197, 200, 201, 203; Konische Refraktion 119, 154; Krumme Flächen 36.
 Voigtländer 359.
 Voigt und Hochgesang Amicische Linse 391, 615, 623; Dünnschliffe 20; Erhitzungsmikroskop 404; Kollolith 15; Laspeyressche Lupe 622; Mikroskop 389, 390; Mikroskopbau 396; Tischmikrometer 395; Universaldrehapparat 464.
 Volkmann Aperturscheibe 352.
 Volumenometer Paalzowsches 673; Oberbeckesches 675.
 Volumen, spezifisches 670.
 vom Rath Historisches 320.
 Vorderrand 569.
 Wachstum der Kristalle 762.
 Wachstumsachsen 763.
 Wachstumsform 764.
 Wachstumsgeschwindigkeit 787—788.
 Wage, hydrostatische 673, 843.
 Wägerohr Linck 709; Penfeld 673, 674.
 Wahnschaffe Schlämmtrichter 705; Schlämmzylinder 703 Anm. 1.
 Wahrer Achsenwinkel 119—122, 601—611.
 Walldow 337 Anm. 2.

- Wallerand Gaußscher Spiegel 375; Sphärolith 800; Totalreflektometer 649 Anm. 2; Verdopplung der Dicke des Präparats 580; Verwachsungen 786.
 Wandersleb Linsenoptik 263.
 Wanderung der isochromatischen Kurven 648.
 Wandkonsole 28.
 Wasserbad nach Streng 745.
 Wasser Brechungsindex 603.
 Wasserimmersion 341.
 Wasser in Einschlüssen 788—794.
 Wasserstoffröhre 244.
 Wasserstoffsperoxyd als Reagens 758; zur Regeneration der Kleinschen Lösung 688.
 Websky -Fueßches Goniometer 457; Goniometer als Achsenwinkelapparat 616; Interferenzkreuz 802; Sphärokristalle 802.
 Wechsel der Beleuchtung 369—376, 400.
 Wegdifferenz = Gangunterschied 128, 141, 566, 569, 579, 581, 582.
 Weierstraßsche Konstruktion 292.
 Weinschenk Ausschalen 728; Beleuchtungswechsel 370 Anm. 1; Justierung des Stauroskops 471; Lupe 318, 728; Quarznadeln 472; Totalreflektometer 649 Anm. 1.
 Weiß, Ch. E. Optische Änderungen mit der Temperatur 217.
 Weiß der höheren Ordnung 135, 470.
 Weißes Licht 58.
 Weit geöffnete Strahlenbüschel 287—300.
 Weitsichtigkeit und Okular 362.
 Weitwinkelobjektiv 288.
 Wellen 45; ebene Wellen 54; einhüllende Wellen 54; elementare Wellen 43; Kugellwellen 43, 613; ordentliche und außerordentliche Wellen 89.
 Wellenebene 85.
 Wellenfläche gleich Strahlenfläche nicht gleich Wellengeschwindigkeitsfläche 98; Fresnelsche 98; Wölffings Bericht 123.
 Wellenfront 45.
 Wellengeschwindigkeit in beliebiger Richtung 88, 115; invers zum Brechungsindex 86.
 Wellengeschwindigkeitsfläche (nicht Wellenfläche im gebräuchlichen Sinn) 52; bei einachsigen Kristallen 87—89, 98; bei zweiachsigen Kristallen 107.
 Wellenlänge 45, 46, 47, 57; und Brechungsindex 56.
 Wellennormale 52; und Lichtstrahl 52, 85, 87; Konstruktion und Berechnung 87, 88; und Schwingungsebene 85.
 Wellenoberfläche 45.
 Wenham 375.
 Wenzel empfindliche Farbe 585; Interferenzfarben 134, 136.
 Werkstoffuntersuchung 597.
 Wertheim 450.
 Westphal, O. 40, 218 Anm. 1.
 Westphalsche Wage 679, 708; Eichtemperatur 681.
 Whittle 206.
 Wichmann 23.
 Wiedemann zweifacher Doppelquarzkeil 483.
 Wiener, Chr. 783.
 Wiener, O. 63, 84.
 Wiesner 758 Anm. 1.
 Wilsonsche Lupe 311.
 Winkel Messung ebener W. 446—449; Messung räumlicher W. 449—458; der optischen Achsen 119—122, 601—607; der Spalttrisse 663.
 Winkelempfindlichkeit des Auges 288, 337.
 Winkelmanns Handbuch der Physik Linsenoptik 254; Refraktionskonstante 64.
 Winkel, R. Awi-System 201, 618; Fluoritsystem 341; Kondensator 369; Mikroskopbau 396; Mikroskope 399, 400, 403; Objektführapparat 421; Objektive 343, 346; Objektmarkierer 422; photographische Camera 419, 420; Steinschneidemaschine 8; Wechsel der Beleuchtung 371; Zahnstangenteilung 282; Zeichenspiegel 414, 415.
 Winkel-Wölffingsches Mikroskop 322, 400, 623.
 Wirklicher Achsenwinkel 601.
 Wirkung des Deckglases 344.
 Wirt 776.
 Wisniewski 18 Anm. 1.
 Witham 11.
 Wöhler 196.
 Wolf, J. E. Balsam 14; Indikatoren 708.
 Wolff, v. Konoskop 620 Anm. 1.
 Wölffing 123.
 Wolfram 760.
 Wollaston Camera lucida 412; Lupe 311; Prisma 237, 448; Prismenmethode 649; Reflexionsgoniometer 447; Totalreflektometer 649; Zeichenapparat 412.
 Wolz Beleuchtungsglasstab 423; Orientierte Schliche 26; Zirkularschneidemaschine 7.
 Woodsche Absorptionsfilter 211, 241.
 Woodsche Legierung 35.
 Woyno 649.
 Wratten und Wrainwright Lichtfilter 241.
 Wright, A. W. Stickstoffeinschlüsse 793.
 Wright, F. E. Achsenwinkel 578, 603, 637, 647; Apertometer 635; Asbestdraht 242; Auslöschungsschiefe 465, 474, 492; Beckesche Linie 555; Bügel am Drehtisch 520; Diaphragmenschieber 546; Doppelquarzkeilplatte 485; Doppelschraubenmikrometerokular 436; Einbettungsfüssigkeiten 550 Anm. 2; Einlaßöffnung am Gaußschen Spiegel 375; Erhitzungsmikroskop 406; Gaußsches Spiegelglas 375; Glaskügelchen 640; graphische Lösung bei

- isochromatischen Flächen 168 Anm. 1; Justierung des Stauros kops 474; Kleinsche Bügel 520; Kombinationskeil 587, 588; Konoskop 619; Linsenoptik 254; Mallardsche Konstante 630 Anm. 1; Mikrorefraktometer 554; orientierte Schliffe 26; Polarisatorstellung 470; Quarzdoppelkeil 479; Quarzwillingsplatte 484; Quecksilbertröpfchen 640; Spaltblende 625; Totalreflektometer 653.
- Wulff, G. Brechungsindex von Mischungen 66; Geometrie der Doppelbrechung 162; Kitt 35; Netz bei Fedorowschem Diagramm 509 Anm. 1; Orientierte Schliffe 26, 34; Subtraktionslage und Absorption 156; Winkelmessung 447.
- Wülfing Absorption 199 Anm. 1; Achsenaustrittsmessung 609; Achsenkreuz der Plagioklase 506; Achsenwinkelapparat 614—617; Ätzfiguren 739 Anm. 4; Awi-System 201, 618 Anm. 1, 633, 634; Babinet'scher Kompensator 573; Beleuchtungswechsel 369, 400; Brennfläche 630; Chemische Trennung 728; Diaphragma 624; Dickenmessung 576; Dolomitreaktion 752 Anm. 2; Drahtsäge 7; Elektromagnet 722; empfindliche Farbe 585; Eosinlicht 240; Färbung 196; Fehler bei Schwimmermethode 697; Fokometer 281; Gaußsche Hauptebenen 271; geometrische Gesteinsanalyse 446; Glimmerapertometer 356; graphische Lösung 604, 658; Historisches 321; Kanadabalsam 14; Kittofen 15; Kontrastchromator 592; Lage der optischen Achsen 608—611; Laspeyresche Lupe 622; Mallardsche Konstante 629—635; Markierapparat 422; Monochromator 246, 250; neues Polarisationsmikroskop 322, 623; numerische Apertur 185 Anm. 1, 603 Anm. 4; Objektivprisma 440; Optik der Plagioklase 510; optische Bank als Apertometer 351; pleochroitische Höfe und Doppelbrechung 209; Polarisationsinstrument 617 Anm. 3; Schleifapparat 26; Schleifmaschine 38; Schneidemaschine 9; sehr dünnes Glimmerblättchen 350; Seitenkollimator 616; Spaltmörser 4; Symmetrieklassen 49—51; Tränkung im Vakuum 20; Trennungapparat 715, 716; Unterbau für Mikroskope 285; Variation des Nicolschen Prismas 226; verstellbarer Okularring 468; Winkelmessung 456 Anm. 2; Zählrädchen 398; Zahnstangenteilung 282, 388; Zwickzange 5.
- Wülfing-Winkelsches Mikroskop 322, 400, 623.
- Wüllners Experimentalphysik 64.
- Würfel, Bertrand'scher 453.
- Würfelchen nach Abbe 413, 434, 578.
- Wydler 701.
- Wyrouboff 751 Anm. 3.
- Young Interferenz 43; Phasensprung 128; Schwingungsebene 46.
- Youngs 407.
- Yttrium 755—756.
- Zählrädchen 397, 398, 438.
- Zahnstangenachse der Beleuchtungsvorrichtung 429; des Tubus 429.
- Zahnstangenteilung 282, 388, 438.
- Zechini 64.
- Zedernholzöl 293.
- Zehnder 62 Anm. 10.
- Zeichenapparate 412—419.
- Zeichenokular nach Leitz 416; nach Tertsch 637.
- Zeichenprisma nach Nabet-Nobert 415.
- Zeichenspiegel 413; mit Lupenstativ 415; nach Édinger 418.
- Zeichentisch nach Bernhard 419.
- Zeiger-Doppelokular 366.
- Zeiß Achromate 343; Amicische Linse 390; Apochromate 340, 343; Beleuchtungsvorrichtung 424; Binokulare Lupe 313; Diffraktionsapparat 333; Doppelplatte für Stauros kopt 478; Kompensationsokulare 365; Kondensator 373; Lupen 311; Metallmikroskop 598; Mikroskop 387; Mikroskopbau 396; Mikroskopierglühlampe 243; Linsenoptik 253; Objektive 343; Objektiv-Schlittenwechsler 391; Verantlupe 312; Zeichenspiegel 414.
- Zelluloid Maßstab 284; Täfelchen 730.
- Zemczuzny 26.
- Zenger 449.
- Zenker 237.
- Zentrale Interpositionen 787.
- Zentrale sphärische Aberration 289—294.
- Zentrierung des Fedorowschen Mikroskops 522; des Objektivs 385.
- Zentrierschrauben 385.
- Zentrifuge 731.
- Zentrum der Symmetrie 49.
- Zeolithe Änderung bei Erhitzung 216 Anm. 6; Färbung 738; Präparation 16; und Calcit 742.
- Zepharowich 801.
- Zerbrechen 661.
- Zerbrechungen der Einsprenglinge 805.
- Zerdrehen 661.
- Zerdrücken 661.
- Zernagung 807.
- Zerreißen 661.
- Zerstreuungslinse 254.
- Zerstreuungspolarisator 221.
- Zimmermann Linsenoptik 253.
- Zincken 319.
- Zinn 759.
- Zinnasche 40.
- Zinnjodid in Arsenbromür 691.
- Zinnsäure 759.
- Zinnstein Färbung 747.

- Zirkel Aggregate** 801; **Axiolithe** 800;
Basis bei Gesteinen 771 Anm. 1; **Belonite** 774; **Dünnschliffe** 12; **Einbettungsflüssigkeit** 553; **Einschlüsse** 784, 785, 795; **Historisches** 318 Anm. 2, 320; **Kristalle in Einschlüssen** 795, 796; **Mikrolithe** 774; **Trichite** 773; **Vogelsangs Kristallite** 769.
Zirkon 759.
Zirkonsäure 759.
Zirkularpolarisation 49, 126; **des Quarzes** 477.
Zirkularschneidemaschine 7.
Zonare Interpositionen 787.
Zonare sphärische Aberration 294.
Zonare Struktur 774.
Zone optischer Charakter 590.
Zoisit anomale Interferenzfarben 133.
Zschimmer-Hillebrand 677 Anm. 1.
Zsigmondy Cardioid-Kondensator 377; **Pleochroismus** 210.
Zweiachsige Kristalle 103—126; **Erhitzung** 217; **Interferenzerscheinungen** 181—194; **optische Charakteristik** 126; **optischer Charakter** 121; **parallel zur Achsenebene** 187; **schiefe Schnitte** 187; **senkrecht zu den Bisektrizen** 182—185; **senkrecht zu einer optischen Achse** 185—197.
Zwei anisotrope Blättchen übereinander 154—156.
Zweikreisige Goniometer 34, 461—464.
Zweite Bisektrix 122.
Zweites Ellipsoid 125.
Zweiunddreißig Klassen 50—51.
Zwickzange 5.
Zwillingskompensator 574.
Zwillingskristalle 765; **im parallelen polarisierten Licht** 156.
Zwillingslamellen 156.
Zwischenachsen 763.
Zylinderlinse 254.
Zylinder von Bertrand 455.

